

# FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

## AUS DEM INHALT

**Dr. K. O. KIEPENHEUER:** Meter- und Zentimeterwellen  
von der Sonne

**Prof. Dr. R. MECKE** und **Dipl.-Chem. R. L. SCHUPP:** Emp-  
findliche Kapazitätsmessungen mit Doppelröhrenvoltmeter und  
Spannungsteiler

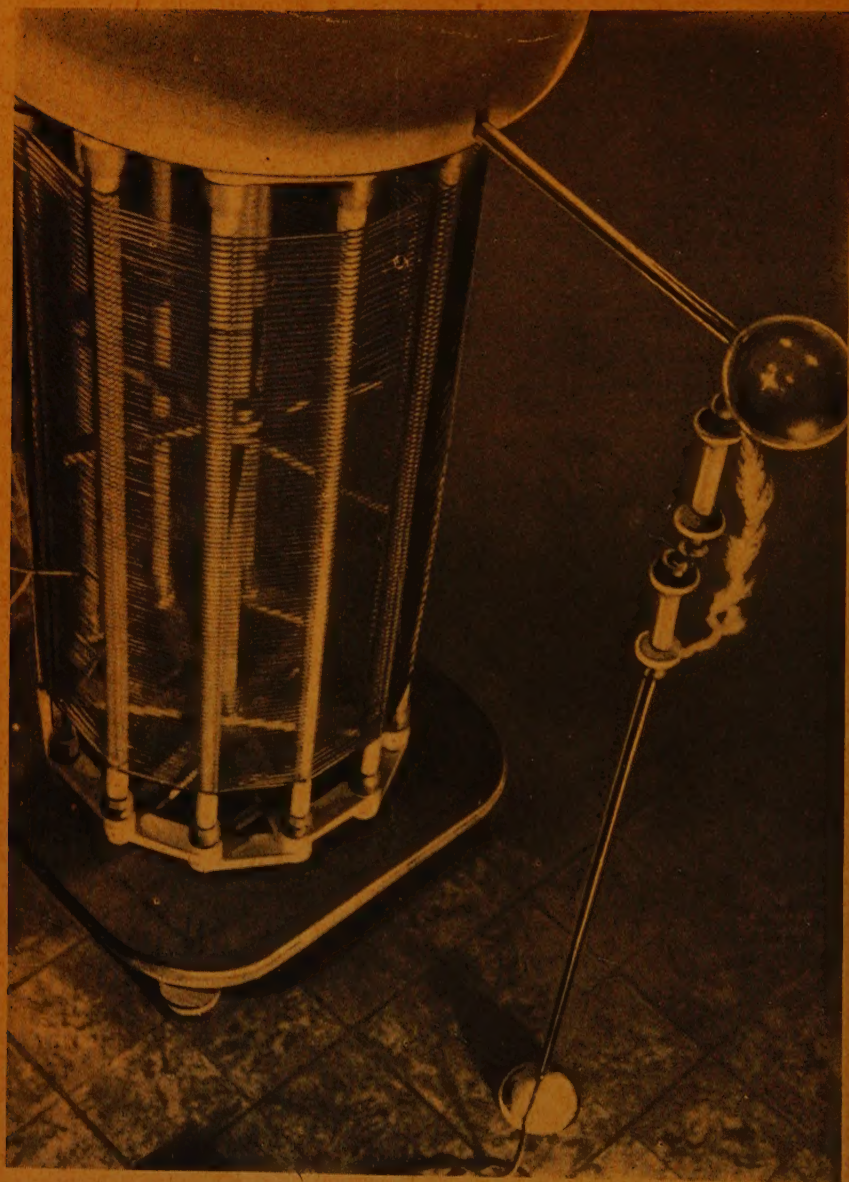
**H. HERTWIG:** Gittergesteuerte Glühkatoden-  
Gasentladungsröhren

**Dipl.-Ing. H. H. KLINGER:** Aus Physik und Technik  
der Mikrowellen

**H. KANBERG:** Anodenstrom, Klirrfaktor und Stromaussteue-  
rung einer Elektronenröhre mit nichtlinearer Kennlinie im A-,  
B- und C-Betrieb

APRIL 1948 • HEFT 4 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



Aufnahme: Schwahn

Überschlagsprüfung mit 120 kV bei 300 kHz im Hochspannungsprüffeld  
des Hochfrequenzlabors der Hescho, Hermsdorf/Thür.



**Dr. K. O. KIEPENHEUER**

DK 621.396.62:629.62:523.7

## **Meter- und Zentimeterwellen von der Sonne**

*(Aus dem Fraunhofer-Institut, Freiburg i. B.)*

Astrophysik und Hochfrequenztechnik trafen sich bisher nur in den ionosphärischen Schichten, nämlich bei der Diagnose und Prognose der Ausbreitungsbedingungen von Kurzwellen mit Hilfe systematischer Beobachtung der Sonne, sowie bei dem Versuch, die Entstehung und Veränderung dieser ionisierten Schichten in der hohen Erdatmosphäre durch die extrem ultraviolette Sonnenstrahlung zu verstehen und physikalisch zu deuten. Eine weitere, nicht minder wichtige Begegnung erfolgte, als es dem Amerikaner K. G. Jansky vor etwa 15 Jahren zufällig gelang, eine von der Milchstraße ausgesandte kosmische Strahlung im Gebiete der Meterwellen ( $\lambda = 14$  m) nachzuweisen. Erstaunlicherweise bedurfte es vieler Jahre, bis man sich der außerordentlichen astronomischen Bedeutung dieser Entdeckung bewußt wurde.

Es lag nahe, auch bei der Sonne, unserem benachbartesten Stern, nach einer Kurzwellenstrahlung zu suchen. Alle Bemühungen, insbesondere auf amerikanischer und deutscher Seite, blieben jedoch zunächst erfolglos. Erst am 27. Februar 1942 gelang es dann einigen englischen Radar-Spezialisten — wiederum durch Zufall — im Wellenlängenbereich 4...6 m eine von der Sonne kommende Strahlung nachzuweisen, deren Empfangsfeldstärke sich gerade noch aus dem Empfängerstörpegel heraushob. In der darauffolgenden Zeit verschwand die Strahlung wieder und man fand recht bald heraus, daß gerade am 27. Februar eine außerordentlich große, sogar mit bloßem Auge erkennbare Fleckengruppe den Zentralmeridian der Sonne überquerte. Es mußte also wohl ein Zusammenhang zwischen Zahl bzw. Fläche und Anordnung der Sonnenflecken und der Intensität dieser Kurzwellenstrahlung bestanden haben. Spätere Messungen ergaben dann tatsächlich eine beachtliche Korrelation, wie sie aus der Abb. 1 hervorgeht.

Betrachtet man noch die wiedergegebenen Zeichnungen der Sonne, so fällt auf, daß es nicht nur auf die Anzahl der Flecken, sondern auch auf deren Lage auf der Sonnenscheibe ankommt. Offensichtlich ist der intensitätsverstärkende Einfluß am größten, wenn sich diese in der Nähe der scheinbaren Sonnenmitte

bzw. des Zentralmeridians aufhalten. Es zeigte sich ferner, daß auch bei Abwesenheit von Sonnenflecken eine, wenn auch sehr schwache Strahlung ausgesandt wird, deren Nachweis erst möglich wurde, als die Funkmeßtechnik — den Erfordernissen des Krieges nachkommend — wesentlich empfindlichere, d. h. rauschärmere Empfänger hervorbrachte.

Wir wollen hier nicht auf die zahllosen Einzelbeiträge, im wesentlichen englischen, australischen und amerikanischen Ursprungs, eingehen, deren singemäße Zusammenfassung zu unserer heutigen Kenntnis des extrem langwelligen Teiles des Sonnenspektrums führte. In der Abb. 2 ist die spektrale Intensitätsverteilung  $J(\lambda)$   $\Delta\lambda$  wiedergegeben und zwar sowohl in der unter Physikern üblichen Einheit  $\text{erg}/(\text{cm}^2\text{sec})$ , als auch in der von Hochfrequenz-Technikern meist verwendeten Einheit  $\mu\text{V}/\text{m}$ .

Beide Größen hängen über den sogenannten Poynting-Vektor zusammen. Die Feldstärke  $1 \mu\text{V}/\text{m}$  entspricht der Intensität  $2,7 \times 10^{-12} \text{erg}/(\text{cm}^2\text{sec})$ , wobei die Intensität bekanntlich mit dem Quadrat der Feldstärke geht. Die Bandbreite  $\Delta\lambda$  wurde gleich  $\lambda$  gesetzt, so daß die angegebenen Intensitäten stets ungefähr eine Oktave umfassen\*). Um einen vorstellbaren Anschluß an die im sichtbaren Spektrum beobachtbaren Intensitäten zu vermitteln, sei noch gesagt, daß die, einer Empfangsfeldstärke von  $1 \mu\text{V}/\text{m}$  entsprechende Intensität von  $2,7 \times 10^{-12} \text{erg}/(\text{cm}^2\text{sec})$  etwa der Einstrahlung von einem grünen Lichtquant/ $(\text{cm}^2\text{sec})$  gleich kommt. [Die Schwellenempfindlichkeit des Auges beträgt etwa 100 grüne Lichtquanten/ $(\text{cm}^2\text{sec})$ !]. Die dauernd von der Sonne ausgehende Strahlung ist durch eine ausgezogene Kurve dargestellt, während die gestrichelte Kurve die umhüllende Gipfelkurve der zahlreichen, im Zusammenhang mit dem Auftreten von Sonnenflecken beobachteten Intensitätsabweichungen von der permanenten Strahlungsintensität wiedergibt. Besonders starke Intensitätsschwankungen treten also im Bereiche der Meterwellen auf, während die Intensität der Zentimeterwellen nur wenig von der Sonnenaktivität abzuhängen scheint. Die Messungen erstrecken sich bis zu einer Wellenlänge von etwa 15 m, bei der die Absorption der ionosphärischen D-Schicht schon merklich wird. Bei noch längeren Wellen wird die Strahlung durch die ionosphärische Absorption vollkommen abgeschnitten.

Welches sind die Quellen dieser langwelligen Sonnenstrahlung? Ist ihre Existenz vereinbar mit dem, was wir über die Beschaffenheit der strahlenden Schichten der Sonnenatmosphäre aus anderen Spektralbereichen, wie z. B. dem sichtbaren

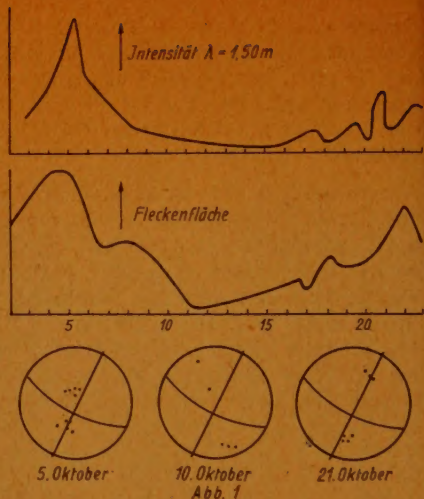


Abb. 1. Intensität der solaren Kurzwellenstrahlung ( $\lambda = 1,50 \text{ m}$ ), totale Fläche der sichtbaren Sonnenflecken und deren Anordnung auf der Scheibe im Oktober 1945. (Nach Pawsey, Payne-Scott, McCready, Nature 157, 158, 1946)

\*) Hat der verwendete Empfänger die Bandbreite  $\Delta\lambda$ , so ergibt sich die effektive Empfangsfeldstärke durch Multiplikation der in Abb. 2 wiedergegebenen Feldstärken mit  $\sqrt{\Delta\lambda/\lambda}$ .



Gebiet wissen? Es ist hinlänglich bekannt, daß sich die spektrale Intensitätsverteilung der sichtbaren Sonnenstrahlung recht gut einer Planckschen Kurve der Temperatur  $5740^{\circ}\text{K}$  anpaßt, während dies in anderen Spektralgebieten durchaus nicht der Fall ist. In der Abb. 3 sind daher diese Abweichungen für den ganzen, uns bekannten Wellenlängenbereich der Sonnenstrahlung wiedergegeben.

Als Einheit der Intensitätsskala wird für sämtliche Wellenlängen die Intensität der Planckschen Kurve mit  $T = 5740^{\circ}\text{K}$  (Intensität der Fotosphärenstrahlung) verwendet. Abgesehen von den außerordentlichen Abweichungen im fernen Ultraviolett ( $\lambda < 10^{-5}\text{ cm}$ ), deren Existenz ionosphärisch erschlossen wurde, erkennt man im langwelligen Teil, daß die permanente ungestörte Strahlungsintensität (ausgezogene Kurve) im Übergangsgebiet von 10 bis 100 cm mit zunehmender Wellenlänge auf den über 100fachen Betrag ansteigt [1]. Bedenkt man, daß die Plancksche Formel  $J(\lambda, T)$  im Gebiete der Meter- und Zentimeterwellen übergeht in

$$J(\lambda, T) \approx \frac{2 c^3 k}{\lambda^4} T$$

so folgt, daß die Strahlung mit  $\lambda \geq 50\text{ cm}$  von einem nahezu schwarz strahlenden Körper einer Temperatur von fast  $10^6$  Grad ausgesandt werden muß. Das ist der Größenordnung nach die Elektronentemperatur der Korona, jenes außerordentlich ausgedehnten verdünnten Teiles der Sonnenatmosphäre, der während totaler Sonnenfinsternisse als leuchtender Strahlenkranz um die Sonne auftaucht.

Berechnet man nach bewährten Methoden der Quantentheorie die absorbierende Wirkung der Korona, so stellt man in bester Übereinstimmung mit den Beobachtungen fest, daß diese gerade bei  $\lambda \lesssim 50\text{ cm}$  anfängt durchsichtig zu werden und somit die Strahlung der Fotosphäre (schwarze Strahlung mit  $T \approx 6000^{\circ}$ ) unbehindert durchzulassen [2]. Für  $\lambda \geq 50\text{ cm}$  wird die Korona undurchsichtig und strahlt daher nach dem Kirchhoffschen Gesetz ungefähr

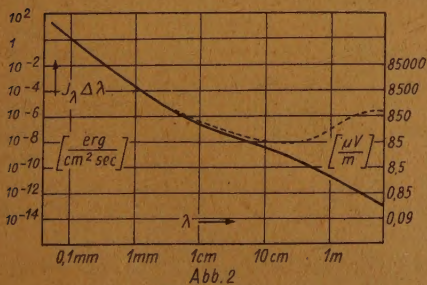


Abb. 2

Abb. 2. Intensität der Sonnenstrahlung im Bereiche der Zentimeter- und Meterwellen. — Permanente Strahlung, ---- Maximalintensität vorübergehender Strahlungstöße.  $\Delta\lambda$  wurde gleich  $\lambda$  gesetzt.

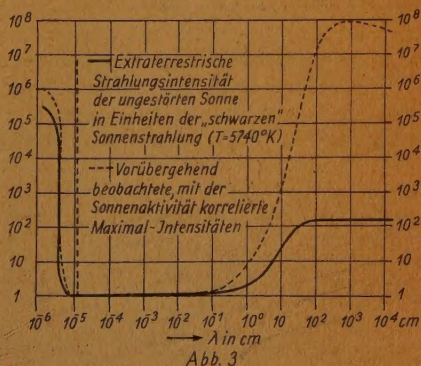


Abb. 3

Rechts Abb. 3. Direkt bzw. indirekt gemessene Strahlungsintensitäten der Sonne in Einheiten der Fotosphärenstrahlung (Plancksche Strahlungskurve der Temperatur  $5740^{\circ}\text{K}$ )

wie ein schwarzer Körper mit der Temperatur der Koronaelektronen (etwa  $10^6$  Grad). Da die Korona weit über die eigentliche Sonnenscheibe herausreicht, so ist es kein Wunder, daß gerade in dem Übergangsgebiet um  $\lambda \approx 50$  cm die Intensitätsverteilung innerhalb der Korona sehr ungewohnte Formen annimmt. So kann es vorkommen, daß die ganze Sonnenscheibe dunkel erscheint und nur von einem sehr intensiv leuchtenden Ring umgeben ist, der über die eigentliche Scheibe merklich herausreicht. Beobachtungen bei Sonnenfinsternissen ergaben dann auch tatsächlich, daß für gewisse Wellenlängen schon vor dem ersten optischen Kontakt zwischen Mond und Sonne eine gut meßbare Intensitätsabnahme eintritt.

Wesentlich verwickelter liegen die Verhältnisse bei den vorübergehend auftretenden Intensitätszunahmen, wie sie in der Abb. 3 durch die gestrichelte Kurve dargestellt sind. Es treten besonders bei Wellenlängen um 4 m zeitweilig Spitzen auf, deren Intensität diejenige der Fotosphärenstrahlung um einen Faktor der Größenordnung  $10^8$  übertrifft. Das würde, worauf Unsöld erstmalig besonders hinwies, einer Temperatur der emittierenden Ladungsträger — es kommen praktisch nur Elektronen und Protonen in Frage — von rund  $10^8 \times 6 \cdot 10^9 = 6 \cdot 10^{11}$  Grad entsprechen, wenn sich die ganze sichtbare Hemisphäre der Sonne an der Ausstrahlung beteiligen würde. Tatsächlich geht diese zusätzliche Strahlung aber nur von einzelnen aktiven Gebieten der Sonnenoberfläche aus. Besonders am 25. Juli 1946 handelte es sich um eine anomal intensive chromosphärische Eruption, die etwa 2% der sichtbaren Sonnenscheibe bedeckte und in der Abb. 4 wiedergegeben ist [3].

Unter diesen Umständen muß die Temperatur sogar kurzzeitige Werte der Größenordnung  $10^{13}$  bis  $10^{14}$  Grad erreicht haben. Elektronen dieser Temperatur haben eine mittlere Energie von  $10^9$  bis  $10^{10}$  eV und es ist sehr merkwürdig, daß der Amerikaner Forbush [4] gerade während des Aufleuchtens dieser Eruption eine, um ca. 15% erhöhte Intensität der kosmischen Ultrastrahlung beobachtete, die mit größter Wahrscheinlichkeit auf solare Teilchen, Protonen oder Elektronen mit einer Energie von einigen  $10^9$  eV zurückgeführt werden muß. Die Frage nach der Quelle der Ultrastrahlung, wenigstens derjenigen ihrer solaren Komponente, steht somit im engsten Zusammenhang mit den Beobachtungen solarer Meterwellen. Es braucht nicht betont zu werden, daß die Aufbringung der erforderlichen hohen Elementarenergien keinesfalls auf rein thermischem Wege erfolgen kann. Auch Kernprozesse in den äußeren Schichten der Sonne, wie sie verschiedentlich vorgeschlagen wurden, kommen infolge ihrer Seltenheit wohl nicht in Frage. Im Augenblick scheint nur das aus spektroskopischen Messungen gut bekannte Magnetfeld der Sonnenflecken eine Brücke zum Verständnis dieser merkwürdigen Zusammenhänge zu bilden: das Magnetfeld eines Fleckes ist zeitlich veränderlich. Die in diesem Feld auf Kreisen umlaufenden Elektronen und Protonen werden somit ganz ähnlich wie im irdischen Betatron (auch Rheotron genannt) beschleunigt, wenn sie nur eine genügend große freie Weglänge besitzen. Das ist in der inneren Korona, wo die Magnetfelder der Flecken zweifellos hineinreichen, der Fall. Die auf diese Weise zu gewinnenden Teilchenenergien liegen, wie Swann schon 1933 zeigte [5], auf der Sonne tatsächlich in der Größenordnung von einigen  $10^9$  eV. Wie der Verfasser dann später zeigte [6], senden diese mit der Larmorfrequenz  $H/(2\pi mc)$  im Magnetfeld umlaufenden Ladungsträger elektromagnetische Wellen aus, deren Wellenlänge ausschließlich von der Masse des Teilchens und von der Größe des Magnetfeldes abhängt, nicht aber von der Geschwindigkeit bzw. Energie des Teilchens.



Die Intensität der ausgesandten Strahlung ist proportional der Temperatur der emittierenden Teilchen bzw. ihrer mittleren kinetischen Energie. Die beobachteten Wellenlängen, sowie auch die Absolutintensität und der Polarisationszustand der gemessenen Strahlung decken sich recht gut mit derartigen Vorstellungen. Man erhält zum Beispiel für die ausgestrahlte Wellenlänge eines im Feld  $H$  umlaufenden Elektrons  $\lambda \approx 10^4/H$  cm. 100 Gauß entsprechen also einer Wellenlänge von 1 m.

Überlegt man sich ferner, daß im Weltraum mit Sicherheit noch unzählige andere Träger veränderlicher Magnetfelder existieren werden, die zum Teil jene auf der Sonne an Ausdehnung und Feldstärke erheblich übertreffen mögen, so wird klar, daß gerade die Zusammenarbeit zwischen Astrophysikern, Kernphysikern und Hochfrequenz-Technikern besondere Aussichten bietet, nicht nur Licht in das Dunkel um die Entstehung der Ultrastrahlung zu bringen, jenem großen Fragezeichen der Kernphysik, sondern auch wesentlich zur Lösung rein astrophysikalischer bzw. kosmologischer Fragen beizutragen.

Das optische Auflösungsvermögen der besten z. Z. existierenden „Fernrohre“ für Meter- und Zentimeterwellen, d. h. von Empfängern in Verbindung mit Richtantennensystemen, ist allerdings, gemessen an optischen Einrichtungen gleicher Art, noch sehr bescheiden. Durch geschickte Ausnutzung der Interferenzen zweier weit von einander entfernter Antennensysteme [7], ähnlich wie es Michelson im sichtbaren Spektralgebiet mit seinem Interferometer tat, um Sterndurchmesser zu messen, gelang es, einige Bogenminuten zu trennen



Abb. 4. Chromosphärische Eruption vom 25. Juli 1946, 17h 51m MEZ. (Aufnahme Fraunhofer-Institut)

(Durchmesser der Sonne etwa 30'), während Michelson einige hundertstel Bogensekunden erreichte. Es konnte auf diese Weise gezeigt werden, daß die zeitweilig beobachteten intensiven Strahlungsausbrüche wirklich aus dem Gebiet von Fleckengruppen stammen und nicht von der ganzen Sonne ausgestrahlt werden. Die Empfindlichkeit der Empfangsanordnungen ist für Wellenlängen unter 10 m im wesentlichen durch den instrumentellen Störpegel definiert und dieser durch das Rauschen (des Strahlungswiderstandes) der Antenne, sowie durch das Rauschen der ersten Verstärkerröhre des Empfängers bzw. des Detektors. Ersteres ist durch Art und Temperatur der Antenne bestimmt, letzteres durch die Temperatur und einige andere Eigenschaften der Röhre und des Detektors. Das Empfängerrauschen kann durch einige Kunstgriffe wesentlich heruntergesetzt werden. Praktisch erreicht man heute bei einer Wellenlänge von 2 m und einem Fangspiegel von 7 m Durchmesser bzw. einem anderen entsprechend dimensionierten Antennensystem eine Schwellenempfindlichkeit von etwa  $10^{-18}$  erg/(cm<sup>2</sup>sec) oder  $10^{-26}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Diese äußerst geringe Intensität kann bereits in Bruchteilen einer Sekunde gemessen werden und entspricht im Brennpunkt des gleichen Spiegels vergleichsweise der Lichtintensität eines G-Sternes (Sonnentypus) der 22. Größe, zu dessen Fotografie unter günstigsten Bedingungen eine Belichtungszeit von über 30 Stunden erforderlich wäre! Kurzwellengeräte sind somit hochwertige Strahlungsempfänger, deren Empfindlichkeit diejenige der fotografischen Platte, des Auges und der lichtelektrischen Zelle wesentlich übertrifft. Gelingt es noch, das Auflösungsvermögen der Antennensysteme an dasjenige der astronomischen Fernrohre heranzubringen, so dürfte diesen hiermit in vieler Hinsicht ein gefährlicher Konkurrent erwachsen. Die erforderlichen Antennensysteme werden zwar den Erfordernissen der Beugung entsprechend sehr groß sein müssen, doch dürften die Herstellungskosten dennoch wesentlich unter denen größerer astronomischer Spiegelteleskope bleiben.

### Literatur:

- [1] J. L. Pawsey, Nature **158**, 633, 1946.
- [2] K. O. Kiepenheuer, Neue Physikal. Blätter 1946, Heft 9, S. 225.
- [3] A. Behr, Zeitschr. f. Naturforschung **1**, 537, 1946.
- [4] S. E. Forbush, Physical. Review, **70**, 771, 1946.
- [5] W. F. G. Swann, Journ. Frank. Inst. **215**, 273, 1933.
- [6] K. O. Kiepenheuer, Nature **158**, 340, 1946.
- [7] M. Ryle, D. D. Vonberg, Nature, **158**, 339, 1946.

★

★

★



Prof. Dr. R. MECKE und Dipl.-Chem. R. L. SCHUPP

# Empfindliche Kapazitätsmessungen mit Doppelröhrenvoltmeter und Spannungsteiler

(Mitteilung aus dem physikalisch-chemischen Institut der Universität Freiburg i. Br.)

In dieser Zeitschrift wies schon O. Zinke<sup>1)</sup> auf die Bedeutung und Eignung des Doppelspannungsteiler-Verfahrens bei der Bestimmung von Kapazitäten, Induktivitäten und Widerständen hin. Hier soll nun auf die besonderen Vorteile eingegangen werden, welche sich durch gleichzeitige Anwendung von Doppelröhrenvoltmetern bei Spannungsteilermessungen an Kapazitäten ergeben. Ferner berichten wir über praktische Erfahrungen mit solchen Meßanordnungen und über deren Empfindlichkeitsgrenzen bei der Messung kleinster Kapazitätsänderungen.

Das Spannungsteilverfahren — welches bisher wenig Beachtung gefunden hat — tritt als viertes Verfahren zu den hauptsächlich bei empfindlichen Messungen kleiner Kapazitäten benutzten drei Meßmethoden hinzu, nämlich 1. der Brückenmethode, 2. der Resonanzmethode und 3. der Schwebungsmethode. Diese Methoden werden vielfach in bezug auf ihre Eignung zu empfindlichen Kapazitätsmessungen verschieden beurteilt<sup>2)</sup>, denn jede besitzt Vor- und Nachteile: die Brückenmethode verlangt ein empfindliches Null-Abgleichsystem, kann aber von Spannungs- und Frequenzschwankungen des Wechselstromgenerators unabhängig gemacht werden. Resonanz- und Schwebungsmethode erfordern beide eine sehr gute Frequenzkonstanz des frequenzbestimmenden Oszillators sowie des Vergleichsschwingungskreises. Dieser ist bei der Schwebungsmethode mit einem weiteren (nicht quarz-gesteuerten) Oszillator zusammenschaltet. Bei der Resonanzmethode dient der Vergleichsschwingungskreis in Verbindung mit einem Thermoelement und Galvanometer als Resonanz-Meßsystem. Die gewöhnliche Spannungsteilermessung mit einem Röhrenvoltmeter setzt sowohl bei Verwendung eines einfachen Spannungsteilers als auch bei Benutzung eines Doppelspannungsteilers<sup>3)</sup> eine gute Spannungs Konstanz des Wechselstromes voraus.

Die Empfindlichkeit eines Kapazitätsmeßgerätes, welches nach dem Spannungsteilverfahren mit einem Umschalt-Röhrenvoltmeter arbeitet, kann nach unseren Untersuchungen über  $\Delta C/C_{\max} \sim 1 \cdot 10^{-4}$  nicht gesteigert werden, auch wenn eine entsprechend höhere Spannungs Konstanz des Wechselstromes erreicht wird. Dies ist nicht nur durch die schwierige Konstanthaltung der Schalterkapazität (bei jedem Umschalten) bedingt, sondern auch durch die begrenzte Reproduzierbarkeit der Spannungsmessung mit einem Röhrenvoltmeter. Nach jedem Umschalten des Röhrenvoltmeters ändert sich nämlich — auch bei gleichbleibenden Betriebsbedingungen — infolge des plötzlich auftretenden starken Stromstoßes die Katoden-Emission der Gleichrichterröhre (d. h. die Arbeitssteilheit) um einen geringen Betrag. Dies hat zur Folge, daß ein sehr empfindliches Meßinstrument im Anodenstromkreis dieser Röhre nach dem Zurückschalten in die Ausgangsstellung (Meßobjekt) nicht wieder den ursprünglichen Ausschlag anzeigt.

<sup>1)</sup> O. Zinke, FUNK UND TON 1 (1947), Nr. 1, S. 11.

<sup>2)</sup> s. „Dielektrische Präzisionsmessungen an Lösungen assoziierender Stoffe“ Z. Elektrochemie (z. Z. im Druck).

<sup>3)</sup> Dies trifft auch für sämtliche von Zinke (Anm. 1) angegebenen Doppelspannungsteiler zu.

Es gelang uns nun, bei Spannungsteilermessungen an Kapazitäten durch Anwendung eines Doppelröhrenvoltmeters in Brückenordnung (Meßprinzip Abb. 1) ein Umschalten der Röhrenvoltmeter bei der Messung zu vermeiden und gleichzeitig die Spannungsschwankungen des angelegten Wechselstromes zu kompensieren. Hierdurch konnte die Meßempfindlichkeit bis zu  $\Delta C/C_{\max} \sim 3 \cdot 10^{-6}$  gesteigert werden. Durch diese Erweiterung der Schaltung des Anzeigesystems wird gleichzeitig eine Meßanordnung erhalten, welche die ideale Abgleichcharakteristik einer gewöhnlichen Gleichstrombrücke aufweist: nämlich linearen Durchgang des Instrumentzeigers durch die Null-Lage. Dabei bleibt das besondere Merkmal der Spannungsteilerschaltung erhalten: die vergleichende Spannungsmessung zwischen drei Punkten A, B und E an Stelle der direkten Feststellung von Spannungslosigkeit zwischen A und B. Die Kapazitätsmessung erfolgt hierbei am besten durch Kompensation und nicht durch Substitution (Abb. 1 und 2).

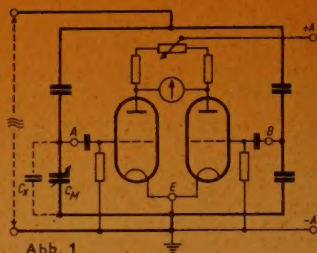


Abb. 1

Unsere Meßapparate wurden — in Verbindung mit einem „Flüssigkeitskondensator“ — zur Bestimmung kleinster Änderungen der Dielektrizitätskonstanten von Lösungen verwendet<sup>4)</sup>; sie können jedoch auch ohne weiteres zu empfindlichen Messungen an beliebigen Kapazitäten benutzt werden.

Bei allen Geräten wurde die Colpitts-Oszillator-Schaltung verwendet (kapazitive Spannungsteilung im Schwingungskreis), denn sie ermöglicht die Einbeziehung des gesamten Meßkreises in den Oszillatorschwingungskreis bei gleichzeitiger Erdung einer Hälfte des Meßobjektes und des Meßkondensators (Abb. 1, 2, 3 und 4). Dies hat nicht nur eine wesentliche konstruktive Vereinfachung der Apparatur zur Folge, sondern erspart auch bei Frequenzwechsel Abgleicharbeiten. Die Abb. 2 zeigt ein Beispiel für den Einbau eines Doppelspannungsteilers (Brückenschaltung) in den Oszillatorschwingungskreis des Meßgerätes. Da der

Mittelpunkt des kapazitiven Spannungsteilers bei der Colpitts-Oszillator-Schaltung an Erde liegt, mußte noch der Kondensator  $C_E$  in den Schwingungskreis mit einbezogen werden. Infolge dieser weiteren Spannungsunterteilung gelangt an die „Meßbrücke“ nur etwa die Hälfte der an der Schwingkreisspule liegenden Hochfrequenzspannung.

Die volle erzeugte Hochfrequenzspannung wird von den Schaltungen der Abb. 3 und 4 ausgenutzt. Da hierbei keine Hochfrequenz-Zuleitung geerdet werden konnte, mußte der Punkt „0“ (Abb. 3) an die Erde angeschlossen werden. Diese Anordnung ist abgeglichen, wenn Spannungsgleichheit zwischen AE und BE besteht. Bei diesem einfachen Spannungsteiler tritt zwischen den Meßpunkten A und B ein Phasenunterschied von  $180^\circ$  auf, welcher jedoch die Spannungsmessung mit Röhrenvoltmeter nicht beeinträchtigt.

Zur Messung der hier vorkommenden Wechselspan-

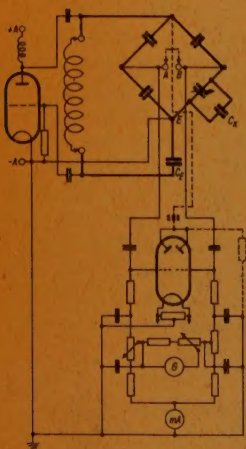


Abb. 2

<sup>4)</sup> s. Anm. 2.



nungen (von über 10 Volt) muß allerdings die Dioden- oder die Anodengleichrichtung verwendet werden. Um auch die sehr empfindliche Gittergleichrichtung benützen zu können, müssen durch eine besondere Spannungsunterteilung Anschlußpunkte von kleinerem Wechselepotential gegen Erde gewonnen werden (da die Gittergleichrichtung nur kleine Wechselspannungen zu messen gestattet; s. Abb. 4).

Die Diodengleichrichter-Schaltung besitzt aber kein Verstärkersystem und benötigt daher empfindlichere Anzeigegalvanometer als die Gitter- und Anodengleichrichtung. Die Triodengleichrichter verlangen dafür außer der Anodenstrom- und Gitterspannungszuführung noch den Einbau einiger Potentiometer in die Röhrenvoltmeterbrücke, um die Arbeitssteilheiten beider Röhrensysteme aufeinander abzugleichen und um spannungsbedingte Nullpunktswanderungen des Instrumentzeigers möglichst zu verhindern.

Die Praxis zeigte nun, daß die höchste „Ansprechempfindlichkeit“ (= Empfindlichkeit des Anzeigesystems<sup>5)</sup>) mit der Diodenröhrenvoltmeterbrücke, Abb. 2, erzielt wird, nämlich  $\Delta C/C_{\max} \sim 5 \cdot 10^{-7}$  (entsprechend  $\sim 2,5 \cdot 10^{-6}$  A/pF Kapazitätsänderung. Anzeigeeinstrument: Galvanometer  $1 \cdot 10^{-9}$  A/Skt.). In der Diodenschaltung nach Abb. 2 erfolgt die Gleichrichtung zwischen den Katoden und Gittern dieser Doppelröhre, während die beiden miteinander verbundenen Anoden die Gitter abschirmen. Die in der Schaltskizze vorgesehene Erzeugung

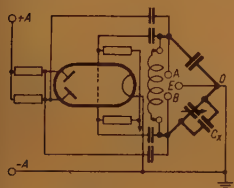


Abb. 3

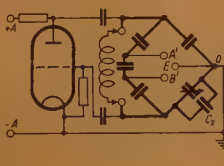


Abb. 4

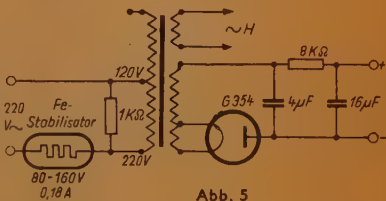


Abb. 5

einer synchronen Spannung an der Anode wirkte sich günstig auf die Nullpunktstabilisierung aus (Aufnahme von Sekundärelektronen). Bei Kapazitätsmessungen mit der Gitter- und der Anodengleichrichtung (vgl. Abb. 1) lassen sich Ansprechempfindlichkeiten von etwa  $\Delta C/C_{\max} \sim 1 \cdot 10^{-5}$  erreichen (Anzeigeeinstrument: Zeigergalvanometer  $1 \cdot 10^{-7}$  A/Skt.). Mit dem gleichen Zeigerinstrument von  $1 \cdot 10^{-7}$  A/Skt. können mit Hilfe der einfachen Diodenbrücke noch Kapazitätsänderungen von  $\Delta C/C_{\max} \sim 1 \cdot 10^{-4}$  festgestellt werden, was für viele Untersuchungen ausreichen dürfte. Falls man sich jedoch mit einer noch geringeren Meßempfindlichkeit begnügt ( $\Delta C/C_{\max} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ ), dann läßt sich auch mit einem unsymmetrischen Röhrenvoltmeter und „Tastschalter“ im Doppelspannungsteiler nach Abb. 6 ein handliches Kapazitätsmeßgerät bauen. Das hierbei verwendete — ebenfalls von uns erprobte — zweistufige Röhrenvoltmeter mit Gleichstromrückkopplung ist mit einer gegen Überlastung und Erschütterung unempfindlichen Abstimm-Indikatorröhre („Magisches Auge“) — ohne Zeigerinstrument — ausgerüstet.

Ebenso wird die höchste „Meßempfindlichkeit“<sup>5)</sup> ( $\Delta C/C_{\max} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ ) mit der Doppelspannungsteilerschaltung nach Abb. 2 in Verbindung mit einer Diodenröhren-

<sup>5)</sup> Die verschiedenen Genauigkeitsangaben werden ebenfalls in der unter Anm. 2 zitierte Arbeit behandelt.

voltmeterbrücke erhalten<sup>6)</sup>. Hierbei dient ein Lichtmarkengalvanometer von  $1 \cdot 10^{-8}$  A/Skt. Empfindlichkeit als Anzeigeelement. Mit den Spannungsteilerschaltungen nach Abb. 3 und 4 erzielt man Meßempfindlichkeiten von höchstens  $\Delta C/C_{\max} \sim 2 \cdot 10^{-5}$ . Zur Wechselspannungsmessung können hier sowohl Dioden- als auch Triodengleichrichter verwendet werden. Bei der leistungsfähigsten Apparatur (Abb. 2) ist der Doppelspannungsteiler derart in den Schwingungskreis eingebaut, daß Änderungen der Elektrodenkapazitäten der Oszillatorröhre

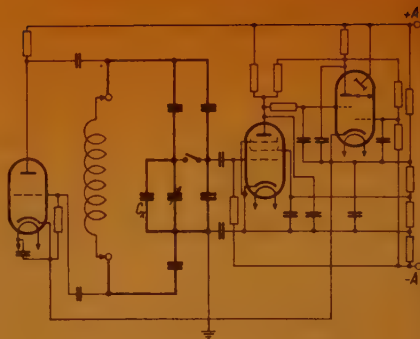


Abb. 6

keinen Einfluß mehr auf die Brückensymmetrie ausüben können. Die Brücken-null-Lage ist sehr genau durch Kurzschließen der Brückenmeßpunkte A und B festzustellen, ohne daß hierbei die Belastung der Gleichrichterröhren mit Hochfrequenz unterbrochen wird; denn hier sind A und B phasengleich.

Ferner hat sich die Verbundröhre KDD 1 als Oszillator- und als Meßröhre bestens bewährt. Der in Abb. 3 dargestellte Gegentakt-Colpitts-Oszillator arbeitet ebenfalls mit dieser Röhre. Durch solch eine symmetrische Schaltung wird der Einfluß von temperatur- bzw. spannungsbedingten Änderungen der Röhrenkapazitäten herabgesetzt.

Sämtliche direkt geheizten Katoden der Meßgeräte können auch ohne wesentliche Einbuße an Meßempfindlichkeit mit Wechselstrom geheizt werden. Zur Gesamtstromversorgung dient das in Abb. 5 dargestellte kleine Netzanschlußgerät mit Einweg-Gleichrichtung. Hierbei erfolgt — im Gegensatz zu üblichen Schaltungen — eine Stabilisierung des Wechselstromes auf der Primärseite des Transformators mit einer Eisenwiderstandslampe. Dadurch wird nicht nur die Anoden- (Gleich-) Spannung, sondern auch die Heiz- (Wechsel-) Spannung konstant gehalten. Wie aus dem Schaltbild hervorgeht, wird die Netzspannung von 220 Volt Wechselstrom über den Eisenwiderstand an die üblicherweise vorhandenen Transformator клемmen „120 Volt“ und „220 Volt“ der Primärwicklung (= 100 Volt Speisespannung) zugeführt. Denn die beste Stabilisierung wird erreicht, wenn am Eisenwiderstand etwa 120 Volt und am Transformator 100 Volt liegen. Um den zur Stabilisierung günstigsten (Netz-) Stromverbrauch von z. B. 0,18 A bei der von uns benutzten Eisenwiderstandslampe zu erzielen, muß eine zusätzliche Belastung des Transformators mit einem Widerstand (1 K-Ohm in Abb. 5) vorgenommen werden. Die nach der Stabilisierung noch verbliebenen Spannungsschwankungen des Heiz- und Anodenstromes (10...15% des ursprünglichen Wertes) verlaufen proportional zueinander und lassen sich leicht ausgleichen.

<sup>6)</sup> Dieses Gerät erreichte eine Meßempfindlichkeit von  $\Delta C/C_{\max} = 3 \cdot 10^{-6}$ , wenn sowohl Heiz- wie auch Anodenstrom aus spannungskonstanten Gleichstromquellen (Akkumulator und mit Glimmlampe stabilisiertes Netzanschlußgerät) bezogen wurde. Es erfordert zur Messung außer Meßkondensator und Kurzschlußbügel AB nur je ein Potentiometer zur Nullpunkts- und Empfindlichkeits-Regulierung des Galvanometers. Ein Kontrollinstrument (mA) überwacht den gesamten Brückenstrom (ca. 0,5 mA). Leistungsbedarf ca. 0,03 Watt. Da die sonst recht lästigen Abgleicharbeiten am Röhrenvoltmeter fortfallen und ein Frequenzwechsel durch einfachen Spulenaustausch vorgenommen werden kann, ist die Bedienung des Gerätes denkbar einfach.



# **Gittergesteuerte Glühkatoden-Gasentladungsröhren**

## **Ihre Wirkungsweise und Anwendung**

Wie der Titel besagt, soll eine ganz besondere Art von Gasentladungsröhren behandelt werden, die durch das Vorhandensein einer Glühkatode und eines die Entladung beeinflussenden Stromgitters charakterisiert ist.

Bekannt sind derartige Röhren unter den Firmenbezeichnungen Stromtore (Siemens), Thyratrons (AEG) bzw. Gastrioden (Philips). Ihr Aufbau ist dem normaler Dreipol-Elektronenröhren ähnlich, jedoch enthalten sie zum Unterschied von diesen eine Edelgas- oder Quecksilberdampfzufüllung mit einem Druck von 0,01...2 mm. Diese Gasfüllung<sup>1</sup> hat eine grundlegend abweichende Wirkungsweise und Anwendbarkeit dieser Röhren gegenüber den Hochvakuumröhren zur Folge.

Betrachten wir eine derartige Röhre unter Außerachtlassung des Steuergitters: Bei genügend hoher positiver Anodenspannung wird durch die aus der Katode infolge Glühemission austretenden Elektronen der Entladerraum ionisiert. Das führt bei genügender Dichte des Gases oder Metaldampfes zu einem lawinenartigen Anwachsen der Ladungsträgerbildung und somit zur Zündung der sogenannten „lichtbogenähnlichen“ Entladung. Der Strom ist dann nur durch die Klemmenspannung und den äußeren Lastwiderstand bestimmt. Mit dem Auftreten des positiven Ionenstromes ist eine Beseitigung der Raumladungswirkung des Elektronenstromes verbunden, da die gebildeten Ionen in die vor der Katode befindliche Elektronenwolke hineinwandern.

Der Gewinn ist eine gegenüber den Hochvakuum-Elektronenröhren wesentlich niedrigere Brennspannung von etwa 10...20 Volt und somit eine beträchtliche Senkung der Anodenverluste. Der höchstzulässige Strom wird durch die Ergiebigkeit der Katode bestimmt. Er darf nicht über den Sättigungsstrom der Katode im Hochvakuum gesteigert werden. Anderenfalls müßten zusätzliche Elektronen durch Stoß in der Entladungsbahn gebildet werden. Damit verbunden wäre eine Erhöhung der Brennspannung, was im Interesse einer langen Katodenlebensdauer vermieden werden muß.

Verwendet werden Oxydkatoden, die, um einer Zerstäubung durch den dauernden Aufprall positiver Ionen zu vermeiden, vorwiegend als Hohlkatoden ausgebildet sind.

Durch Einfügen eines Gitters läßt sich die Entladung steuern, doch ist darunter nicht das gleiche zu verstehen, wie die kontinuierliche Steuerbarkeit eines Elektronenstromes in einer Hochvakuumröhre. Mit Hilfe des Steuergitters kann grundsätzlich nur das Zünden der Entladung verhindert bzw. der Zündensatz nach höheren Anodenspannungswerten hin verlagert werden. Besitzt das zwischen Anode und Katode angeordnete Gitter negatives Potential gegen-

über der Katode, so wandern beim Einschalten die Elektronen genau wie bei einer Dreipol-Elektronenröhre nur bis in die Nähe des Gitters. Das Bremsfeld des negativen Gitters stößt die negativen Elektronen ab, so daß sie beim Herausfliegen aus der Katode sofort wieder zurückgeschleudert werden. Sie lagern sich daher als Elektronenwolke vor die Katode. Der Raum zwischen Gitter und Anode bleibt elektronenfrei.

Bei Änderung des Gitterpotentials nach positiveren Werten hin dehnt sich diese Elektronenwolke immer mehr gegen das Gitter hin aus. Bei einer bestimmten Gitterspannungshöhe gelangen endlich einige Elektronen durch die Gitteröffnungen und ionisieren auf ihrem Wege zur Anode die Gasstrecke: Es zündet die Entladung zwischen Katode und Anode. Gleichzeitig bricht die Anodenspannung auf den geringen Betrag der Lichtbogenbrennspannung zusammen.

Damit hat das Steuergitter seine Aufgabe erfüllt. Die einmal gezündete Entladung läßt sich nicht wieder durch negativere Gitterspannung zum Verlöschen bringen, weil das negative Gitter die positiven Ionen anzieht, wodurch das Gitter von einer Ionenschicht umgeben ist. Diese schirmt das ursprüngliche Gitterfeld ab und bedingt die Neutralisierung des Gitters. Das Verlöschen der



Abb. 1 Zündkennlinie gittergesteuerter Glühkathoden-Gasentladungsröhren

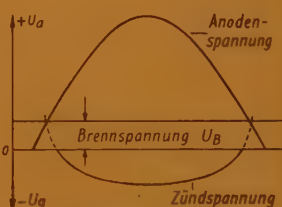


Abb. 2 Zündkennlinie bei sinusförmigem Anodenspannungsverlauf

Entladung ist also nur möglich durch Abschalten der Anodenspannung bzw. durch Absenkung ihres Wertes bis unterhalb der Brennspannung, wodurch die Entladung abreißt. Erst danach erlangt das Gitter seine alte Steuerfähigkeit wieder.

Jedem Wert der Anodenspannung ist ein kritischer Wert der Gitterspannung zugeordnet, bei der die Zündung noch verhindert wird. Sucht man für eine Reihe von verschiedenen Anodenspannungen die zugeordneten Gitterspannungen auf, welche die Zündung ermöglichen, so erhält man die sogenannte Zündkennlinie (Abb. 1). Sie grenzt den Sperrbereich vom Brennbereich ab. Die kritischen Gitterspannungen liegen vorwiegend bei negativen Werten. Erst bei kleinen Anodenspannungswerten in der Nähe der Brennspannung sind zunehmend positive Gitterspannungswerte für die Zündung erforderlich. Der für die Zündung erforderliche Energieverbrauch ist gering. Die Steuervorgänge werden durch das Feld der Gitterspannung beherrscht. Der Gitterstrom wird in bekannter Weise durch hochohmige Gitterwiderstände begrenzt.

Nachfolgend soll nun gezeigt werden, welche grundsätzlichen schaltungsmäßigen Maßnahmen möglich sind, und wie die Röhren angewendet werden können.

Bei Anlegen einer Anodengleichspannung sind die Verhältnisse eindeutig. Es ist nur ein einmaliges Zünden durch Veränderung der Gitterspannung möglich. Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei Verwendung einer Anodenwechselspannung. Für die positive Halbwelle ergibt sich, den jeweiligen Momentanwerten entsprechend, eine Zündkurve gemäß Abb. 2. Legen wir nun zwischen



Gitter und Katode Gleichspannung an, so wird die Röhre nicht zünden, so lange die Gittergleichspannung unterhalb der Zündwertkurve liegt. Vermindern wir langsam diese Spannung, so zündet die Entladung in dem Augenblick, in welchem die Gittergleichspannung die Zündkurve im tiefsten Punkt berührt und brennt, bis der Bogen kurz vor dem Ende der Halbperiode von selbst erlischt. Der Phasenpunkt, an dem die erste Zündung stattfindet, ist naturgemäß der Scheitelpunkt der sinusförmigen Anodenspannungskurve, also der Phasenpunkt  $90^\circ$ . In diesem Punkt wird der Anodenstrom plötzlich von dem Wert Null auf den durch den äußeren Widerstand bestimmten Scheitelwert springen, der Spannungsabfall an der Röhre ebenso sprunghaft vom Scheitelwert der Anodenspannung auf die Brennspannung absinken. Ändert man die Gittergleichspannung weiter, so wird in immer früheren Phasenpunkten die Zündung einsetzen. Die Brenndauer wird vergrößert und erstreckt sich schließlich über die gesamte Brennhalbperiode. Die Verhältnisse sind in Abb. 3 veranschaulicht.

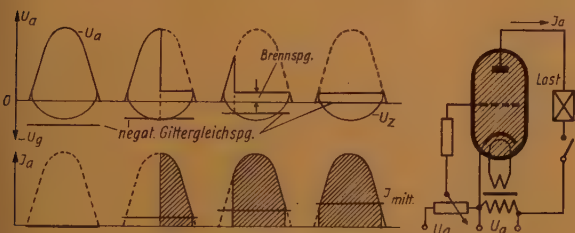


Abb. 3 Steuerung bei Anodenwechselspannung und veränderl. Gittergleichspannung

Diese Art der Steuerung gestattet die Verlagerung des Zündeinsetzes etwa von dem Phasenpunkt  $90^\circ$  bis  $0^\circ$ . Damit verbunden ist eine Änderung des

Gleichstrom-Mittelwertes bezogen auf die gesamte Perioden-

dauer von  $\frac{\sqrt{2}}{2 \cdot \pi} \cdot I_{\text{eff}}$

auf  $\frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot I_{\text{eff}}$ , also im Verhältnis 1:2. Wir haben durch diese Schaltungsmaßnahme eine einfache Regelmöglichkeit eines Einweggleichrichters erreicht. Will man eine weitreichendere Regelung erzielen, so ist dies durch ein Übergehen von einer Gittergleichspannung auf eine Gitterwechselspannung möglich. Haben wir eine Zündcharakteristik gemäß Abb. 2, so wird bei gleicher Frequenz und Phasenlage der Gitterwechselspannung zur Anodenwechselspannung das Gitter bei positiver Anodenspannungshalbperiode ebenfalls positiv sein, die Röhre also für die volle Halbperiode zünden. Polt man dagegen die Gitterwechselspannung um, d. h. verschiebt sie um  $180^\circ$  in ihrer Phase zur Anodenspannung, so ist bei genügend großer Gitterwechselspannungsamplitude die Gitterspannung stets negativ genug, um die Röhre dauernd zu sperren. Was passiert nun, wenn die Gitterwechselspannung um weniger als  $180^\circ$  verschoben wird? Die Verhältnisse seien an Hand der Abb. 4 erläutert. Bei Phasengleichheit brennt die Entladung während der ganzen Halbperiode. Ist dagegen die Gitterspannung um einen bestimmten Winkel gegenüber der Anodenspannung verschoben, so ist sie zu Beginn der Brennhalbperiode negativer als die Zündspannungskurve; eine Zündung erfolgt also erst in einem späteren Phasenpunkte, nämlich dann, wenn die Gitterspannungskurve die Zündkurve schneidet. Nach erfolgter Zündung brennt die Röhre für den Rest der Halbperiode, um dann von selbst zu erlöschen. Dieser Vorgang wiederholt sich bei jeder positiven Halbperiode der Anodenspannung. Mit wachsender Phasenverschiebung nimmt die Brenndauer stetig ab, bis bei  $180^\circ$  Phasenverschiebung überhaupt keine Zündung mehr stattfindet. Bei Verschiebung über  $180^\circ$  wird dann die Röhre wieder plötzlich brennen, und

daran wird sich nichts ändern bis zur Phasenverschiebung von  $360^\circ$ . Die vorstehend geschilderte Steuerungsart ist als Toulonsteuerung bekannt. Sie gestattet durch die Phasenverschiebung der Gitterwechselspannung von  $0 \dots 180^\circ$  eine

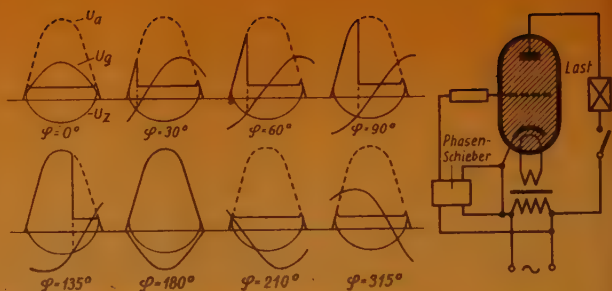


Abb. 4 Wirkungsweise der Toulonsteuerung

Stromregelung vom Maximalwert bis zum Nullwert. Bedingung ist jedoch eine gegenüber der Zündspannung große Gitterwechselspannungsamplitude. Zur Phasenverschiebung verwendet man bei größeren Anlagen und großem Regelbereich sogenannte Drehregler. Sie stellen in ihrem Aufbau Drehstrommotore dar. Der Stator wird mit Drehstrom gespeist. Der drehbare Rotor liefert die Gitterwechselspannung für die Steuerung. Durch Verdrehen des Rotors zur Statorwicklung läßt sich so jede gewünschte Phasenlage einstellen. Für Einphasenbetrieb lassen sich auch leicht die erforderlichen Phasenwinkel durch R, C- oder R, L-Glieder erzeugen. Abb. 5 zeigt eine Steuerung mit einem aus einem Festkondensator C und einem veränderlichen Widerstand R gebildeten Phasenschieberring. Hierbei ergibt sich der Phasenwinkel  $\varphi$  zu:

$$\varphi = 2 \arctan \left( \frac{R}{1/\omega C} \right)$$

Bei einem Widerstand null ist demnach der Phasenwinkel  $\varphi$  ebenfalls null und bei einem kapazitiven Widerstand  $\frac{1}{\omega C} = R$  gleich  $90^\circ$ . Im praktischen Betrieb läßt sich eine Phasenverschiebung um etwa  $150^\circ$  erreichen, die in den meisten Fällen für Regelzwecke ausreichen dürfte.

Außer diesen beiden vorstehend beschriebenen Arten der Zündeneinsatzsteuerung gibt es noch andere, die aber im Wesen einer Kombination beider Möglichkeiten entsprechen. Zu erwähnen wäre noch, daß zur Erzielung genauen Zündeneinsatzes möglichst mit hohen und damit steilen Gitterwechselspannungen gearbeitet werden muß. In besonderen Fällen geht man daher von der sinusförmigen Gitterspannung ab und formt sie in steil verlaufende Spannungskurven um. Dies geschieht durch Verwendung von gesättigten Transformatoren oder Transformatoren mit Mu-Metallkernen, die eine große Permeabilität und einen scharfen Knick der Magnetisierungskurve aufweisen.

Die bisher beschriebenen Anordnungen beeinflussen den Zündeneinsatz der Entladung, während der Zeitpunkt des Löschsens durch den nächstfolgenden Nulldurchgang der Anodenwechselspannung bestimmt ist. Betrachten wir nun andere Löschmöglichkeiten. Wir wissen, daß hierfür eine zumindest kurzzeitige Absenkung der wirksamen Anodenspannung bis unterhalb der Brennspannung



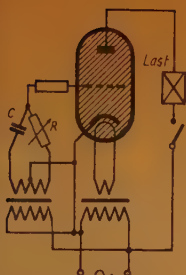


Abb. 5 Toulonschaltung mit R-C-Phasenschieber

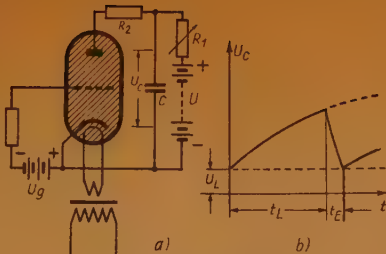


Abb. 6 Kippschaltung

erfolgen und gleichzeitig oder vorher auch das Gitter ein solches Potential erhalten muß, daß ein Neuzünden der Entladung verhindert wird.

Einen weiteren Weg der selbständigen Löschung einer Bogenentladung bietet die Hittorf-

schke Blinkschaltung zur Erzeugung sägezahnförmiger Kippspannungen. Abb. 6a zeigt die prinzipielle Schaltung. Der Kondensator C wird über den einstellbaren Widerstand  $R_1$  von einer Gleichstromquelle U aufgeladen. Durch die negative Gittervorspannung ist die Röhre bis zu einer bestimmten Höhe der Anodenspannung gesperrt. Erreicht die Kondensatorspannung diesen Wert, so zündet die Röhre, und der Kondensator C entlädt sich über den Widerstand  $R_2$ . Ist  $R_2$  wesentlich kleiner als  $R_1$ , so bricht die Kondensatorspannung soweit zusammen, daß die Entladung nach kurzer Zeit abreißt. Dieses Spiel wiederholt sich periodisch. Die Periodendauer ist durch die Größen von C,  $R_1$  und  $R_2$  bestimmt und setzt sich aus der Aufladezeit  $t_L$  und der Entladezeit  $t_E$  zusammen. Die Kippfrequenz ist  $f = \frac{1}{t_L + t_E}$ . Der Spannungsanstieg und -abfall verläuft nach einer e-Funktion (Abb. 6b).

Es ist:  $t_L = R_1 \cdot C \cdot \ln \frac{U}{U - U_0}$  und  $t_E = R_2 \cdot C \cdot \ln \frac{U_0}{U_L}$

Hierin bedeuten:  $U_0$  die Kondensatorspannung beim Zünden und  $U_L$  die Löschespannung für die Bogenentladung. Die Kippspannungsamplitude, die durch die Differenz  $U_0 - U_L$  gegeben ist, kann in ihrer Höhe durch die Gitterspannung geregelt werden. Die beschriebene Anordnung gestattet also auf sehr einfache Art die Umwandlung einer Gleichspannung in eine Wechselspannung vorgegebener Größe und Frequenz, wobei die sägezahnförmige Kurvenform, wie später noch gezeigt werden soll, von besonderem Interesse ist.

Eine weitere Möglichkeit der Löschung einer mit Gleichspannung gespeisten Entladung kann durch das Zusammenarbeiten zweier oder mehrerer vorstehend beschriebener

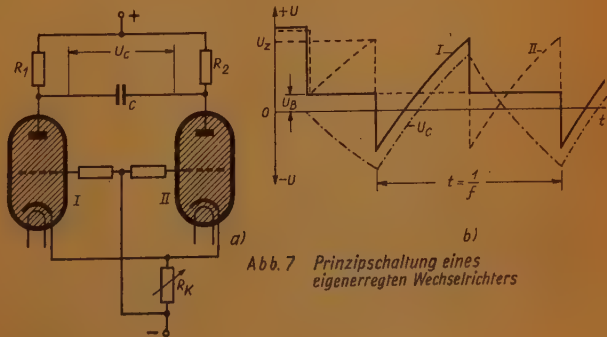


Abb. 7 Prinzipschaltung eines eigenerrregten Wechselrichters

Kippschaltungen erzielt werden. An Hand der Abb. 7 sei diese prinzipielle Schaltung und Wirkungsweise näher erläutert.

Die beiden Röhren I und II liegen über die jedem Röhrenkreis zugeordneten Anodenwiderstände  $R_1$  bzw.  $R_2$  und über den gemeinsamen Katodenwiderstand  $R_K$  an der Gleichspannung. Beide Anoden sind durch den Kondensator C verbunden. Im Augenblick des Einschaltens dieser Spannung haben die Gitter beider Röhren Katodenpotential, so daß eine Zündung erfolgen könnte. Durch die zwangsläufig gegebenen kleinen Differenzen in der Zündcharakteristik wird jedoch stets der Fall eintreten, daß eine der Röhren zu einem etwas früheren Zeitpunkt zündet. Wir nehmen im vorliegenden Falle an, die Röhre I habe gerade gezündet. Im gleichen Augenblick springt das Anodenpotential der Röhre I vom Spannungswert der Stromquelle auf die Brennspannung  $U_B$ . Der ungeladene Kondensator C macht zwangsläufig diesen Sprung mit, und das Potential der Anode der Röhre II sinkt ebenfalls kurzzeitig auf den Wert der Brennspannung  $U_B$ . Gleichzeitig erhalten die Gitter beider Röhren über den einsetzenden Stromfluß der Röhre I durch den Spannungsabfall an  $R_K$  eine negative Vorspannung. Hierdurch ist ein sofortiges Zünden der Röhre II verhindert. Der Kondensator C wird nun langsam über  $R_2$  und Röhre I aufgeladen. Somit erhöht sich die Spannung an der Anode der Röhre II, bis die negative Gitterspannung nicht mehr zur Sperrung ausreicht: Die Röhre II zündet. Es setzt jetzt die sprunghafte Änderung des Anodenpotentials an der Röhre II von dem Augenblickswert der Anodenspannung bei der Zündung zur Brennspannung  $U_B$  ein. Auch diese Änderung überträgt der Kondensator C auf die Anode der Röhre I, die noch brennt. Hier herrschte bereits nur das Brennspannungspotential, so daß beim Zünden der Röhre II das Potential ruckartig negative Werte annehmen muß.

Der Spannungssprung ist gleich  $U_Z - U_B$ , der negative Spannungswert an der Anode der Röhre I demnach  $U_Z - 2 U_B$ . Da bei diesem negativen Anodenpotential die Entladung nicht aufrechterhalten werden kann, löscht die Röhre I. Jetzt beginnt das Spiel in umgekehrter Weise. Der Kondensator lädt sich wieder langsam um, bis zum Wiederzünden der Röhre I. Die Spannungsverläufe an den beiden Anoden der Röhren I und II sind in Abb. 7b dargestellt. Die am Kondensator C auftretende Kippspannung  $U_0$  als Differenz beider Spannungen ist eine reine Wechsellspannung. Ihre Frequenz ist vorwiegend durch die Zeitkonstanten  $R_{1,2} \cdot C$  gegeben. Die Spannungshöhe der Kippspannung kann durch Änderung des Katodenwiderstandes  $R_K$  geregelt werden, da von seiner Größe die Höhe der negativen Gitterspannung abhängt. Mit der Änderung dieses Wertes ist allerdings gleichzeitig eine Frequenzänderung verbunden. Die bisher behandelten Steuerungsarten bilden im wesentlichen die Grundlagen für die Anwendung der gittergesteuerten Gasentladungsröhren mit Glühkatode. Vorwiegend für die Starkstromtechnik entwickelt, haben sie späterhin auch im wachsenden Ausmaße in der Schwachstromtechnik Eingang gefunden. Es entstand so eine Vielzahl von Röhrentypen mit Betriebswerten von einigen hundert Volt und Strömen von Bruchteilen von Ampere bis zu solchen für 20 000 Volt und 500 Ampere. Ihre Anwendung wurde wesentlich gefördert durch den ungewöhnlich kleinen Bedarf an Steuerleistung, die selbst bei den größten zu regelnden Leistungen nur in der Größenordnung von Milliwatts liegt.

Ihre Hauptanwendung finden die Röhren naturgemäß unter Ausnutzung ihrer Ventilwirkung auf dem Gebiet der strom- und spannungsregulierbaren Gleich-



richter. Hier hat sich die Tdulonsteuerung für ein- und mehrphasige Gleichrichter bestens bewährt. So sind beispielsweise unsere Rundfunksender mit derartigen Gleichrichtern für 20 kV ausgerüstet. Doch überall, wo man eine verlustlose gleichstrommäßige Strom-Spannungsregelung in weiten Grenzen braucht, wird man auf derartige Röhren zurückgreifen. Zu beachten ist dabei auch die einfache schwachstrommäßige Fernbetätigungsmöglichkeit.

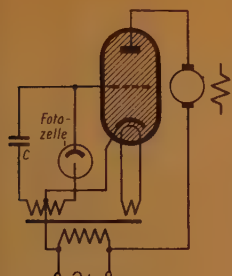


Abb. 8 Lichtelektrische Motorsteuerung

Welche Möglichkeiten sich auch auf dem Regel- und Steuerungsgebiet ergeben, möge das Beispiel in Abb. 8 zeigen. Die Schaltung stellt eine Regeleinrichtung dar, bei der unter Verwendung einer Fotozelle und einer Gasentladungsröhre die Drehzahl eines Motors in Abhängigkeit von der Fotozellenbelichtung geändert wird. Ein fremderregter Gleichstrommotor wird angewendet, dessen Feld konstant erregt wird und dessen Anker über die Röhre aus dem Wechselstromnetz gespeist wird. Im Gitterkreis ist die Fotozelle mit einem Kondensator zusammen in einer

Phasenschieberschaltung angeordnet. Die Schaltung

ähnelt derjenigen nach Abb. 5. Mit wachsender Belichtung wird die Röhre frühzeitiger gezündet. Durch die Ventilwirkung der Fotozelle ist zwar der Gitterspannungsverlauf nicht sinusförmig wie bei einem reinen Ohmschen Widerstand, jedoch wird der Regelungsablauf dadurch nicht gestört.

In ähnlicher Weise lassen sich Maschinensteuerungen, Beleuchtungssteuerungen, Temperaturregelungen an elektrischen Öfen u. a. durchführen. Eine wichtige Anwendung stellt die Steuerung elektrischer Punktschweißmaschinen dar. Erst durch den Ersatz der früher üblichen elektromechanischen Einrichtungen der zeitlichen Schweißstromsteuerungen durch Röhrensteuerungen ließen sich in vielen Fällen wie beispielsweise bei der Aluminiumschweißung hochwertige, in ihrer Güte gleichbleibende Schweißungen erreichen. Auch bei reinen Wechselstromverbrauchern stellen die Röhren eine einfache Leistungsregelung dar. Zwei Röhren arbeiten dann in Antiparallelschaltung, wie Abb. 9 zeigt. Ihre Steuerung erfolgt von einem gemeinsamen Phasenschieber aus. Die Röhren wirken wie ein veränderlicher Wechselstromwiderstand und sind für große Leistungen ein billiger Ersatz eines Regeltrafos.

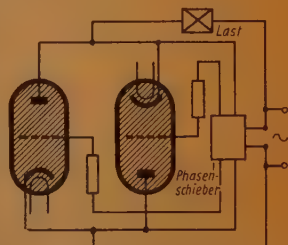


Abb. 9 Wechselstromwiderstand mit zwei Entladungsröhren

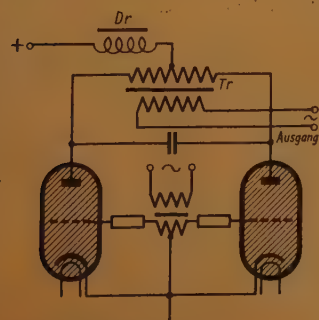


Abb. 10 Fremdgesteuerter Wechselrichter

Ein laufend an Bedeutung zunehmendes Anwendungsgebiet sind die bereits in Abb. 7 grundsätzlich erläuterten Wechselrichter oder Inverter. Sie formen die von einem Gleichstromnetz gelieferte elektrische Leistung in Wechselstromleistung um. Hierbei unterscheiden wir selbsterregte und fremdgesteuerte Wechselrichter. Letztere werden entweder von einem

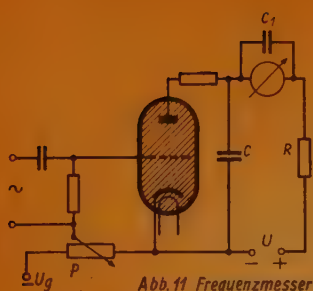


Abb. 11 Frequenzmesser

Wechselstromnetz oder von einem Frequenzgeber bspw. einem Stimmgabel-Generator aus gesteuert. Abb. 10 zeigt eine Ausführung eines derartigen fremdgesteuerten Wechselrichters. An Stelle der Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  der Abb. 7 treten die beiden Primärwicklungen des Transformators Tr. An die Sekundärwicklung ist der Verbraucher angeschlossen. In der Anodenzuleitung liegt außerdem die Drossel Dr. Richtige Auslegung dieser Drossel, des Transformators und des Kondensators C gewährleisten eine weitgehendst sinusförmige Wechselspannung. Die Steuerung erfolgt über den Gitter-

transformator zwangsläufig synchron mit der von außen zugeführten Steuerwechselspannung. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß man durch Umpolung einer der Sekundärwicklungen des Gittertransformators eine Frequenzumsetzung auf die halbe Steuerfrequenz erreichen kann. In diesem Falle erhalten im Gegensatz zum normalen Wechselrichter beide Röhren gleichzeitig positive Gitterspannung. Da aber nur abwechselnd je eine der Röhren gezündet wird, ist das Wechselspiel von halber Frequenz. Durch Kombination von Gleich- und Wechselrichtern hat man ferner die Möglichkeit, eine Wechselspannung vorgegebener Frequenz gleichzurichten, und den so gewonnenen Gleichstrom mit Hilfe eines Wechselrichters in einen Wechselstrom beliebiger Frequenz umzuformen. Derartige Einrichtungen sind als Umrichter bekannt. Sie dienen beispielsweise bei elektrischen Bahnanlagen für die Umformung 50periodischen Wechselstroms in einen solchen mit  $16\frac{2}{3}$  Perioden. Ähnlich läßt sich das Problem der Gleichstromtransformation lösen. Auch für die Kippschaltung nach Abb. 6 gibt es zahlreiche Anwendungsbeispiele, sei es zur Auslösung kurzzeitiger einmaliger Vorgänge, oder beispielsweise zur Erzeugung sägezahnförmiger Kippspannungen als Zeitablenkung bei Elektronenstrahl-Oszillografen. Auch für diese Anwendungen art gittergesteuerter Gasentladungsröhren sei abschließend an Hand der Abb. 11 ein Beispiel gegeben. Es zeigt die Verwendung der Kippschaltung bei einem Frequenzanzeigergerät. Die Zeitkonstante  $R \cdot C$  ist bei diesem Gerät so gewählt, daß bei der größten zu messenden Frequenz der Kondensator C innerhalb jeder Periodendauer nach erfolgter Zündung der Röhre durch die Meßwechselspannung wieder bis auf die angelegte Betriebsspannung U aufgeladen wird. Da die Ladung des Kondensators  $Q = U \cdot C = I \cdot t$  ist, ergibt sich bei gleichbleibender Ladezeit t für jeden Ladungsvorgang ein feststehender mittlerer Ladestrom I. Der Gesamtstrom bei einer Frequenz f ist dann  $I_1 = I \cdot f$ . Dieser Strom wird von dem im Ladekreis liegenden Strommesser angezeigt. Mit dieser Einrichtung lassen sich Frequenzen bis zu einigen Kilohertz messen. Für niedrige Frequenzen ist ein Kondensator  $C_1$  dem Instrument zur Beruhigung parallel geschaltet.

Die vorstehend behandelten Möglichkeiten der Schaltung und Anwendung gittergesteuerter Gasentladungsröhren mit Glühkatoden können naturgemäß keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben. Sie sind nur als Hinweis auf die grundsätzlichen Voraussetzungen für einen erfolgreichen Einsatz dieser Röhren anzusehen und mögen darüber hinaus dem interessierten Leser Anregungen geben, diesem Arbeitsgebiet sein erhöhtes Augenmerk zu schenken.



# Aus Physik und Technik der Mikrowellen\*)

Die Entwicklung der Hochfrequenztechnik während des vergangenen Jahrzehnts ist durch die Erforschung und technische Erschließung der ganz kurzen Wellen unterhalb 10-cm-Wellenlänge gekennzeichnet, für welchen Wellenbereich sich die Bezeichnung „Mikrowellen“ eingebürgert hat. Obwohl wir uns auch bei diesen Wellenlängen noch mit absoluter Strenge auf dem Boden der klassischen Physik befinden, deren beide Grundsäulen die Maxwell'schen Gleichungen und die klassische Mechanik des freien Elektrons sind, begegnen wir bei Mikrowellen aber dennoch einigen sehr wesentlichen Unterschieden gegenüber den (längeren) Ultrakurzwellen ( $\lambda = 1 \dots 10$  m), die der Physik und Technik der Mikrowellen ihr Gepräge geben. Diese sind dadurch bedingt, daß bei Mikrowellen die Wellenlänge des elektromagnetischen Feldes von gleicher Größenordnung wie die geometrischen Abmessungen der Bauelemente einerseits und deren Periodendauer von gleicher Größenordnung wie die Laufdauer der mit diesen Feldern in Wechselwirkung tretenden Elektronen andererseits sind. Wir haben es also im Frequenzbereich der Mikrowellen mit ausgesprochen „nichtquasistationären“ Erscheinungen zu tun, die charakteristisch sind für alle Hochfrequenzprobleme, denen man in der Mikrowellentechnik begegnet.

## Wellenleiter

Ein wichtiges Beispiel hierfür ist der Hohlleiter oder Wellenleiter. Man versteht darunter hohle langgestreckte zylindrische Metallrohre, in denen sich elektrische Wellen oberhalb einer bestimmten und von den Querschnittsabmessungen des Rohres abhängigen Grenzfrequenz in Längsrichtung der Röhre nahezu dämpfungslos fortpflanzen können. Man kann sich diesen Vorgang in einfacher Weise veranschaulichen, wenn man sich eine Welle von der Phasengeschwindigkeit  $v$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und der Frequenz  $f = v/\lambda$  in Analogie [1] zur Ausbreitung von Lichtwellen in einem Glasstab an zwei gegenüberliegenden Metallwänden unter einem Winkel  $\alpha$  reflektiert denkt (Abb. 1). In Richtung der fortschreitenden Bewegung erhält man eine Wellenlänge vom Betrage  $\Lambda = \lambda/\sin \alpha$  und damit eine Phasengeschwindigkeit  $V = f \cdot \Lambda = v/\sin \alpha$ . Quer dazu entsteht ein Interferenzsystem stehender Wellen, dessen Knotenebenen in Abständen  $d = \lambda/2 \cos \alpha$  voneinander entfernt sind. Damit nun die Interferenzen in Erscheinung treten können, muß der Abstand  $D$  der beiden Ebenen ein Vielfaches von  $d$  annehmen. Wenn sich nun der Winkel  $\alpha$  immer so einstellt, daß diese Bedingung erfüllt ist, so bekommt man dadurch eine Abhängigkeit der Wellenlänge und der Phasengeschwindigkeit  $V$  vom Abstände  $D$  der Ebenen, denn wenn  $D = k \cdot d = k \lambda/2 \cos \alpha$  ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ) ist, so folgt daraus

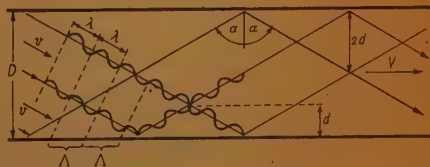


Abb. 1 Schema zur Erklärung der Wellenvorgänge im Hohlleiter

\*) Der Beitrag gibt den Inhalt eines Vortrages wieder, den der Verfasser anlässlich eines Physikalischen Kolloquiums am Phys. Institut der Universität Rostock gehalten hat. Eine eingehendere Darstellung dieses Themas hat der Verfasser in einem Buch gegeben, dessen Veröffentlichung voraussichtlich im Laufe dieses Jahres erfolgen wird.

$$\cos \alpha = \frac{k \lambda}{2 D}$$

und

$$V = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{k \lambda}{2 D}\right)^2}}$$

bzw.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{k \lambda}{2 D}\right)^2}}$$

Die Geschwindigkeit des Energietransports, die Gruppengeschwindigkeit  $V_g = v \cdot \sin \alpha$  ist immer kleiner als  $v$ , weil der Strahlvektor um den Winkel  $\pi/2 - \alpha$  gegen die Reflexionsebenen geneigt ist. In dem Maße, wie die Gruppengeschwindigkeit abnimmt, nimmt die Phasengeschwindigkeit zu, immer gilt das Gesetz der Konstanz ihres Produktes

$$V_g \cdot V = v^2.$$

Wir wollen überlegen, was passiert, wenn die Phasengeschwindigkeit  $V$  und die Wellenlänge  $\Lambda$  unendlich groß werden. In diesem Falle ist  $\alpha = 0$ , d. h. es kommt keine Wellenfortpflanzung in der Längsrichtung des Rohres mehr zustande. Die Dämpfung des Hohlleiters ist unendlich groß. Man sieht, daß es eine Grenzwellenlänge

$$\lambda_{gr} = \frac{2 D}{k}$$

gibt, deren Wert man nicht überschreiten kann.

Wenn wir auf den Hohlleiter die Maxwell'schen Gleichungen anwenden und nach Lösungen dieser Gleichungen im Hohlleiter suchen, die den Grenzbedingungen Rechnung tragen, wonach der elektrische Feldvektor immer senkrecht und der magnetische Feldvektor immer tangential zur Oberfläche einer Metallwandung verlaufen, so finden wir zwei verschiedene Lösungen der Feldgleichungen, denen zufolge sich in der Längsrichtung eines Hohlleiters zwei verschiedene Wellenformen ausbreiten können. Man spricht von einer elektrischen Wellenform (E-Welle), wenn in der Längsrichtung des Rohres nur eine elektrische Feldstärke auftritt und von einer magnetischen Wellenform (H-Welle), wenn in dieser Richtung nur ein magnetisches Feld vorhanden ist. Je nach der Zahl der Knotenebenen der Feldstärke im Querschnitt des Hohlleiters unterscheidet man verschiedene Wellenzu-

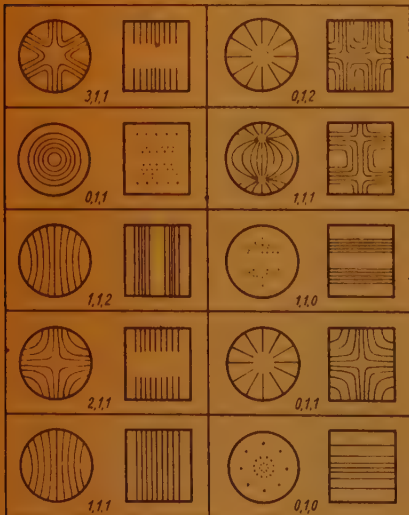


Abb. 2



stände, die man durch zwei Indizes kennzeichnet. Von besonders praktischer Bedeutung ist die  $H_{01}$ -Welle des rechteckförmigen Hohlleiters, da sich dieser Wellentyp mit sehr geringer Dämpfung bei gleichzeitig verhältnismäßig einfacher experimenteller Anregung in diesem Hohlleiter ausbreitet.

### Hohlraumresonatoren

Hohlraumleiter sind in der Mikrowellentechnik als Energieleiter von Zentimeterwellen, als Antennensysteme (Trichter-Strahler) und als Hohlraumresonatoren als schwach gedämpfte Parallelresonanzkreise von größter Wichtigkeit. Einen Hohlraumresonator kann man sich aus einem Wellenleiter entstanden denken, indem man dessen Enden beiderseits durch Metallplatten abschließt, so daß man einen allseitig abgeschlossenen metallischen Hohlkörper erhält. In ihm kann in allen Richtungen ein System stehender Wellen auftreten, wenn man die Bedingungen so wählt, daß in der betreffenden Koordinate Schwingungsknoten des elektrischen Feldes an der Metallwandung liegen. Dem entspricht es, daß ein Hohlraumresonator ein ganzes Spektrum an Eigenschwingungen besitzt, in dem außer einer Grundschwingung, die der niedrigsten Resonanzfrequenz des Hohlraumes entspricht, noch eine ganze Serie im allgemeinen anharmonischer Oberschwingungen auftreten. Die im Querschnitt des Hohlraumes auftretende Verteilung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes (Abb. 2) ist ganz analog den Chladnischen Klangfiguren der Akustik, die die Verteilung der Bäuche und Knoten auf schwingenden Platten und Membranen zum Ausdruck bringen.

Hohlraumresonatoren kommen in verschiedenen Formen vor. Im allgemeinen interessieren bei ihnen hauptsächlich nur die Resonanzzustände von den niedrigsten Eigenschwingungen. Bei einem rechteckigen Zylinderresonator von den Kantenlängen  $a$  und der Länge  $h$  (Abb. 3a) errechnet sich zum Beispiel die (elektrische) Grundschwingung nach der Formel  $\lambda_0 = 1,41 a$ , für den kreiszylindrischen Resonator (Abb. 3b) ist  $\lambda_0 = 1,31 a$  ( $a$  = Durchmesser des Zylinders), für die Hohlkugel (Abb. 3c)  $\lambda_0 = 1,14 a$  ( $a$  = Durchmesser der Kugel), für einen Hohlraumresonator von Kegelform (Abb. 3d)  $\lambda_0 = 2a$  ( $a$  = Durchmesser der Grundfläche) und für einen dosenförmigen Resonator gemäß Abb. 3e ist die Grundwellenlänge  $\lambda_0 \sim 1,7 a$ . Neben der Kenntnis der Resonanzwellenlänge interessiert das Dämpfungsverhalten eines Hohlraumresonators in der Umgebung der Resonanzfrequenz. Man pflegt die Dämpfung  $d$  gewöhnlich durch ihren Kehrwert  $Q = 1/d$  auszudrücken. Den Faktor  $Q$  nennt man Qualitätsfaktor (Gütefaktor), der sich ganz allgemein durch den Ausdruck definieren läßt

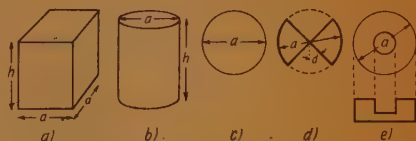


Abb. 3 Einige Typen von Hohlraumresonatoren  
a) Rechteckzylindrischer Hohlraumresonator  
b) Kreiszylindrischer Hohlraumresonator  
c) Kugel-Resonator  
d) Kegelförmiger Hohlraumresonator  
e) flacher kreiszylindrischer Resonator mit Kapazität

$$Q = 2\pi \frac{\text{Feldenergie}}{\text{pro Periode vernichtete Energie}}$$

Vergleicht man die  $Q$ -Faktoren mit denjenigen der gewöhnlichen Parallelschwingkreise mit konzentrierter Induktivität und Kapazität, so findet man im Mikrowellengebiet ganz wesentlich höhere Gütefaktoren für die Hohlraumresonatoren. Der Grund dafür liegt ganz einfach darin, daß bei einem Hohl-

raumresonator das elektromagnetische Feld nicht durch Strahlung an den Außenraum verloren gehen kann. Die einzigen Verluste kommen hier lediglich durch die endliche Leitfähigkeit der Metallwandung zustande, derzufolge die Wellen ein klein wenig in deren Oberfläche eindringen und darin Energie in Wärme umformen. Ganz allgemein ist zu sagen, daß der Qualitätsfaktor eines Hohlraumresonators proportional dem Quotienten von Rauminhalt zu Oberfläche des Hohlraumes ist. Diese Regel ist ganz analog dem Nachhallgesetz von Sabine, demzufolge die Nachhalldauer eines Raumes, der groß ist im Verhältnis zur Wellenlänge des Schalles, proportional dem Verhältnis von Raumvolumen zur Schallabsorptionsoberfläche des Raumes ist. Bei Wellenlängen von der Größenordnung 10 cm ergeben sich bei Verwendung von Hohlraumresonatoren, deren Wandung aus Kupfer besteht, Q-Faktoren von der Größenordnung 25000 für Hohlzylinder und Hohlkugeln. Das entspricht einer Dämpfung, wie man sie in der Hochfrequenztechnik sonst nur mit Piezoquarzen erst bei wesentlich längeren Wellen zu erhalten pfl egt.

Es ist bemerkenswert, daß die Theorie der elektrischen Hohlraumschwingungen, die auf den Maxwell'schen Gleichungen beruht, erstmals um die Jahrhundertwende in etwas anderer Gestalt beim Problem der „schwarzen Strahlung“ in Erscheinung getreten ist. Man kann nun die Maxwell'schen Gleichungen in Hohlraumresonatoren durch Glieder orthogonaler Funktionen ausdrücken. Dadurch erzielt man eine weitgehende Übereinstimmung in der Behandlungsmethodik quantentheoretischer Probleme mit denjenigen der klassischen Hamilton'schen relativistischen Mechanik. Unter diesem Gesichtspunkte gesehen, werfen die Probleme der Mikrowellentechnik ein neues Licht auf die Fragen der Quantenelektrodynamik und der Dirac'schen Theorie der Strahlung.

### Mikrowellenröhren

Die gewaltigen Fortschritte der Ultrakurzwellentechnik der letzten Jahre, die in beredeter Weise in der Mikrowellen-Radartechnik ihren Ausdruck finden, wurden vor allen Dingen durch die Fortschritte in der Erzeugung kürzester Wellen von sehr starken Leistungen herbeigeführt. Unter den in den vergangenen Jahren bekannt gewordenen Elektronen-Laufzeit-Generatoren hat das Magnetron [2] eine Entwicklungsstufe von außerordentlicher Leistungsfähigkeit erzielt. Das Magnetron ist eine Elektronenröhre mit zylindrischer Anode und zentrischer Katode, die in einem homogenen achsenparallelen Magnetfeld ruht. Die Anode besteht aus einem massiven Kupferblock, der in eine bestimmte Anzahl achsenparalleler Schlitze aufgespalten ist und deren vom Anodenraum fortgewendetes Ende in eine kreiszylindrische Öffnung überführt (Abb. 4). Jeder dieser zylindrischen Hohlräume bildet mit den Schlitzen einen kleinen Hohlraumresonator derart, daß das elektrische Feld innerhalb der Schlitze und in Anodenraumnähe, das magnetische Feld dagegen in den Hohlzylindern konzentriert sind. Die magnetischen Kraftlinien treten nach hinten und vorne aus der Zeichnungsebene heraus und schließen sich in der Umgebung der übrigen Zylinder, die auf dem Anodenumfang symmetrisch verteilt sind. Auf diese Weise sind alle Einzelresonatoren untereinander gekoppelt und die Gesamtenergie läßt sich auf einfache Weise aus einem einzelnen Resonator auskoppeln.

Das Problem des Magnetron-Generators besteht nun darin, daß man das Magnetfeld und die Anodenspannung so stark wählt, daß die auf Zykloidenbahnen im Anodenraume umlaufenden Elektronen, Energie an das elektrische



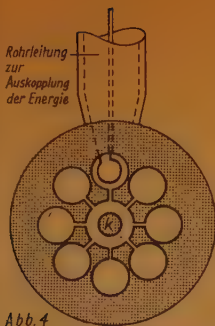


Abb. 4  
Schema eines typischen Schlitz-  
magnetrons zur Erzeugung  
starker Leistungen  
im Zentimeterwellenbereich  
(Radarmagnetron)

Hohlraumfeld abgeben. Diese Vorgänge sind im einzelnen außerordentlich verwickelt, und trotz des großen Umfangs an theoretischen Abhandlungen über das Magnetron ist das Problem über Näherungsdarstellungen nicht hinausgelangt. Man kann eine anschauliche Beschreibung von der Wirkungsweise des Magnetrons als einen Wellenleiter von zylindrischer Struktur vorstellt, worin stehende elektromagnetische Wellen als Folge der Interferenz einer unendlichen Anzahl von Einzelwellen zustandekommen. Rein anschaulich läßt sich die Bedingung für das Auftreten stehender Wellen dahin beschreiben, daß der Umfang  $2\pi R$  der inneren Anodenoberfläche einem ganzen Vielfachen der Wellenlänge  $\Lambda$  im Wellenleiter sein muß, d. h.

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{n}{2\pi R}$$

worin  $n$  einen Eigenwert darstellt, dem eine bestimmte Eigenfrequenz des Resonators zugeordnet ist. Beziehen wir uns auf ein Magnetron mit 8 Schlitzen und ist  $D$  der Abstand eines Schlitzes zum folgenden (Sektorbreite), so ist  $2\pi R = 8D$ . Für den Eigenwert  $n = 4$  erhalten wir dann eine Feldverteilung, deren Phase von einem zum nächsten Anodensektor um  $180^\circ$  wechselt ( $\pi$ -Modus) (Abb. 5). Es ist derjenige Schwingungszustand, der technisch von alleiniger Bedeutung, und den anzuregen man bestrebt ist. Damit dem elektromagnetischen Felde Energie von den Elektronen zugeführt werden kann, müssen die Elektronen in ihrer überwiegenden Mehrzahl zu solchen Zeiten die Nähe der Schlitze passieren, wo das Feld die Elektronengeschwindigkeit herabsetzt, denn das bedeutet nach dem Energiesatz Abgabe von Energie an das elektromagnetische Feld. Damit diese Voraussetzung bei jedem Schlitzfelde zustande kommt, müssen wir die Laufzeit der Elektronen in einen bestimmten Zusammenhang mit der Laufdauer der elektromagnetischen Welle im Hohlleiter bringen. Das ist möglich, da, wie wir aus den früheren Darlegungen über den Mechanismus der Wellenausbreitung im Hohlleiter gesehen haben, die Gruppengeschwindigkeit der elektromagnetischen Störung im Hohlleiter stets kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit (praktisch  $1/20$  der Lichtgeschwindigkeit oder weniger). Wir können der Laufzeitbedingung der Elektronen genügen, indem wir die Stärke des Magnetfeldes  $B$  und die elektrische Feldstärke  $E$  so wählen, daß die Laufzeit der Elektronen auf der Zykloidenleitbahn gerade gleich der Laufdauer der elektromagnetischen Schwingung im Anoden-Hohlleiter ist, d. h.

$$\frac{E}{B} = \frac{2D}{\lambda} \cdot c$$

wenn  $\lambda$  die freie Raumwellenlänge, also die Wellenlänge außerhalb des Hohlleiters und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Unter dieser Voraussetzung der erfüllten Laufzeitbedingung wird ein Elektron, welches ein Schlitzfeld

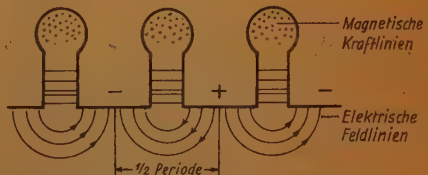


Abb. 5 Feldlinienverlauf bei Anregung des Anoden-Schlitzresonators im  $\pi$ -Modus am Modell eines ebenen Magnetrons erläutert

passiert, je nach seiner Phasenlage in bezug auf die Wechselspannung in Schlitznähe Energie aus dem Wechselfeld aufnehmen oder davon abgeben. Im ersten Falle wird das Elektron zur Katode hingelenkt werden und darauf landen. Im zweiten Falle wandert das Elektron zur Anode hin, und wenn es das nächste Schlitzfeld passiert, wird es abermals durch die Wechselspannung gebremst, gibt also abermals Energie an den Hohlraumresonator ab, bis dieses Elektron mit geringer Geschwindigkeit, die wesentlich kleiner ist als jene, die dem Elektron bei Bewegungsbeginn an der Katode durch das Gleichfeld erteilt wird, auf der Anode landet. Elektronen dieses Phasentyps sind es, die das Magnetron zu Schwingungen anregen. Nun verlassen die Elektronen die Katode mit allen möglichen Geschwindigkeiten und Phasen, wobei keine Phasenlage von einer anderen zunächst bevorzugt ist. Wie ist es dann möglich, daß im Mittel die Wirksamkeit der durch die Wechselspannung gebremsten Elektronen gegenüber den beschleunigten Elektronen überwiegt? Dieser Mechanismus ist ein typischer Laufzeiteffekt und beruht darin, daß Elektronen, die ein Schlitzfeld zu einer Zeit durchlaufen, wo sie Energie aus dem Wechselfeld absorbieren, eine größere Geschwindigkeit als die vor ihnen herlaufenden energieärmeren Elektronen erlangen und die letzteren energiespendenden auf ihrem Wege zum folgenden Schlitz allmählich einholen. Es erhalten also Elektronen verschiedener Phasenlagen die Tendenz, sich zu Paketen während solcher Phasen zusammenzuballen, wo sie Energie an das elektromagnetische Feld abgeben. Dieser als Phasenfokussierung bzw. Phasenmodulation gekennzeichnete Mechanismus ist charakteristisch für die Mikrowellenerzeugung mittels Schlitzmagnetronen und Klystronen. Da beim Magnetron die in der skizzierten Weise gebildeten Elektronenpakete ihre Energie in vielen Umläufen im Anodenraume an das elektromagnetische Feld abführen, wobei ständig eine Regeneration der energieaufnehmenden in energiespendende Elektronen erfolgt, wird es verständlich, daß das Magnetron sich in ganz vorzüglicher Weise zur Mikrowellenerzeugung bei hohen Wirkungsgraden bis zu 90 v. H. eignet und starke Schwingungsleistungen hervorrufen kann. Praktisch lassen sich gegenwärtig Schwingleistungen von der Größenordnung bis 100 kW im Zentimetergebiet herstellen (Spitzenleistungen). Derart kräftige Wellen erhält man dadurch, daß der Anode nur für die Dauer einer Mikrosekunde die Hochspannung zugeführt wird, während welcher Zeit das Magnetron einen kräftigen Impuls hergibt, um in der anschließenden Zeit, die das Tausendfache der Arbeitszeit beträgt, zu ruhen. Diese Methode der sogenannten Impulstastung (Impulsmodulation) ist typisch für die ganze Mikrowellen-Radartechnik und ist neuerdings auch für die Mikrowellen-Nachrichtentechnik von Bedeutung geworden.



Abb. 6  
Zur Darstellung polarer  
Moleküle mit frei drehbaren  
Gruppen

Es würde zu weit führen, auf die Theorie des Magnetrons näher einzugehen. Die Schwierigkeiten der Magnetrontheorie liegen vor allen Dingen darin, daß der wirkliche Bahnverlauf der Elektronen nicht genügend genau bekannt ist, da er in sehr verwickelter Weise von den elektrischen Feldern, der Raumladung und der Elektronengeschwindigkeit und ihrer Verteilung auf die einzelnen Elektronen abhängt. Die zahlreichen Arbeiten, die über die Theorie des Magnetrons in den letzten Jahren ausgeführt worden sind, haben das Problem durchaus nicht vereinfacht.



## Ausbreitungsfragen

Die Ausbreitung von Mikrowellen in der Atmosphäre wird durch zwei Faktoren bestimmt. Der erste Gesichtspunkt, der maßgebend für die Fortpflanzung von Mikrowellen in Gebieten jenseits des optischen Horizonts ist, beruht in der atmosphärischen Brechung. Wenn nämlich die Luft mit der Höhe über dem Erdboden fortlaufend wärmer und trockener wird, so nimmt als Folge hiervon auch die Dielektrizitätskonstante und damit auch der Brechungsindex entsprechend mit der Höhe ab. Eine elektrische Welle erfährt dadurch eine Krümmung ihres Strahlungsganges zum Erdboden hin und kann um die Erdkrümmung herum gebrochen werden. Diese Brechung ist auch für die Reichweitenvergrößerung von Ultrakurzwellen ( $\lambda = 1 \dots 10$  m) maßgebend. Neuartig ist bei Mikrowellen aber das Zustandekommen anomaler Brechung, die zu Reichweitenvergrößerungen Anlaß geben kann, welche 3- bis 5mal größer sind, als es der Entfernung des geometrisch optischen Horizontes entspricht. Die anomale Brechungsursache beruht in Warmluftkanälen, die sich in niederen Höhen über der Erdoberfläche durch die Atmosphäre ziehen. Wenn eine Mikrowelle in einem solchen Warmluftkanal entlang läuft, so wird sie an der Grenzfläche zwischen warmer und kalter Luft, wo der Brechungsexponent unstetig ist, reflektiert. Diesen Vorgang kann man sich wie die Fortpflanzung von Mikrowellen in Hohlleitern vorstellen. Daß man eine Wellenausbreitung der gekennzeichneten Art nur bei Wellen unterhalb 1 m Wellenlänge beobachten konnte, dagegen nicht bei längeren Ultrakurzwellen, deutet darauf hin, daß — vom Gesichtspunkte der Hohlleiterwellen gesehen — die Querschnittsausdehnungen solcher Warmluftkanäle verhältnismäßig klein sind. Es ist bezeichnend für anomale Brechung, daß sie nur bei schönem, warmem und ruhigem Wetter beobachtet werden konnte, dagegen nicht bei windigem oder trübem Wetter. In der Erforschung dieser Zusammenhänge zwischen der Mikrowellenausbreitung und der Atmosphäre ist der Meteorologie ein ganz neuer Wissenschaftszweig, die Radiometeorologie, eröffnet worden.

Der zweite Gesichtspunkt, der für die Ausbreitung von Mikrowellen wesentlich ist, beruht in deren Absorption in der Atmosphäre. Als Ursachen der Absorption kommen sowohl Streuung und Beugung an Wassertröpfchen als auch Absorptionen durch Sauerstoff und Wasserdampf in Betracht. Während die Absorption durch Gase erst bei Wellen von der Größenordnung 1 cm und bei Millimeterwellen [3] eine Rolle spielt, macht sich die Streuungsabsorption bei stärkerem Regen schon bei Wellen von der Größenordnung 3 cm in nicht zu vernachlässigender Stärke bemerkbar. Die Theorie [4] der Streuungsabsorption für Mikrowellen ist ganz analog derjenigen der Lichtwellenstreuung in kolloidalen Lösungen. Als wesentliches Ergebnis besagt sie, daß die Streuungsabsorption von Mikrowellen proportional der durchlaufenen Weglänge und umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge ist. Praktisch hat sich gezeigt, daß Wellenlängen von der Größenordnung 3 cm die unterste Grenze für eine — den Wetterverhältnissen unserer Breiten entsprechende — atmosphärisch hinreichend ungestörte Übertragung darstellen.

### Anomale Dispersion und Absorption

Eine Frage, die für die Atomphysik von größtem Interesse ist, ist die Wechselwirkung zwischen Mikrowellen und Materie.

Das Problem, um welches es sich dabei handelt ist folgendes: Wenn man ein polares Molekül der Einwirkung eines Wechselfeldes aussetzt, so wird sich

dieses Molekül — der Wärmebewegung entgegen — in die Feldrichtung einzustellen versuchen. Während die Orientierung bei niederen Frequenzen nun trägeheitslos erfolgt, ist das bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr der Fall. Man beobachtet dort anomale Dispersion, d. h. eine Abnahme der Dielektrizitätskonstante mit zunehmender Frequenz, die ursächlich mit einer Absorption elektromagnetischer Energie verknüpft ist. Die anomale Dispersion tritt bei Gasen und Flüssigkeiten in ganz verschiedener Weise in Erscheinung. Bei Gasen bestehen verhältnismäßig scharf umrissene Rotationsquantenstufen, zwischen denen Übergänge unter dem Einfluß einfallender Strahlung stattfinden. Dem entspricht es, daß eine Reihe von Absorptionslinien besteht, deren erste für Moleküle mit großem Trägheitsmoment bei Wellenlängen von der Größenordnung von 1 cm erscheint. [5]

Von ganz besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhange das Absorptionsverhalten einiger Moleküle mit vier und mehr Atomen. Ein Beispiel dafür ist das  $\text{NH}_3$ -Molekül [6]. Dieses Molekül stellt man sich als Pyramide vor, deren Grundflächen durch die drei Wasserstoffatome gebildet wird, und deren Spitze das Stickstoffatom ist. Das Besondere an diesem Molekül ist, daß das Stickstoffatom zwei Gleichgewichtslagen besitzt, je eine zu beiden Seiten der Wasserstoffebene, deren Potentialwall das Stickstoffatom auf Grund eines der Wellenmechanik eigenen Vorganges durchdringen kann („Tunnel-Effekt“). Entsprechend den beiden möglichen Lagen des Stickstoffatoms sind die Niveaus der Schwingungsenergien des Ammoniakmoleküls in Paare gespalten, deren Energiedifferenzen nach den Vorstellungen der Quantenmechanik ganz bestimmten diskreten Frequenzen entsprechen. Theorie und Experiment zeigen, daß die Absorptionsfrequenzen, die dem niedrigsten Schwingungs-Energiepaar zuzuordnen sind, in der Nähe von 1,25 cm Wellenlänge auftreten. Da das  $\text{NH}_3$ -Molekül im Sinne der oben skizzierten Vorstellung aber auch Rotationsquantenstufen besitzt, denen man ebenfalls diskrete Eigenfrequenzen zuzuordnen hat, erscheint es nicht verwunderlich, wenn das Ammoniakmolekül eine große Anzahl von Feinstrukturlinien in der Umgebung von 1,25 cm Wellenlänge besitzt. Es wäre interessant zu untersuchen, ob nicht zwischen den Schwingungs- und Rotationszuständen des  $\text{NH}_3$ -Moleküls „Schwebungen“ auftreten können, deren Folge die Entstehung von Absorptionsstellen bei noch wesentlich längeren Mikrowellen sein sollte.

Außer Ammoniak gibt es noch eine Anzahl anderer Gase, die Absorptionen gegenüber Mikrowellen zeigen und deren Absorptionsvermögen vergleichbar mit dem des Ammoniak ist. [7] So absorbiert Äthylchlorid etwa  $\frac{1}{6}$ , so stark wie Ammoniak, Schwefeldioxyd etwa  $\frac{1}{10}$  und Schwefelwasserstoff nur etwa  $\frac{1}{100}$  dieses Wertes. Dimethyläther, einige Amine und Alkoholhalogenide absorbieren ebenfalls ziemlich stark. Daß es nicht immer Moleküle mit paraelektrischem Moment zu sein brauchen, die elektrische Wellen absorbieren können, wird sehr klar durch die Absorptionsfähigkeit des Sauerstoffmoleküls bewiesen, welches selektive Absorptionen im Millimeterwellenbereich zeigt, die auf Resonanzen zwischen seinem magnetischen Moment und dem magnetischen Vektor der elektrischen Welle beruhen. [8]

Was die Dispersionerscheinungen von Flüssigkeiten anbelangt, so liegen die Zusammenhänge bei ihnen insofern verwickelter als bei Gasen, als bei ihnen keine Rede mehr von einer freien Beweglichkeit der Moleküle in der Flüssigkeit sein kann, vielmehr ist es so, daß die Dipolmoleküle bei ihrer Orientierung im Wechselfeld Reibungswiderstände überwinden müssen, die zur Energieabsorption



Anlaß geben. Die das Gebiet anomaler Dispersion charakterisierende Größe ist die Relaxationszeit,

$$\tau = \frac{4 \pi \eta a^3}{k T}$$

( $\eta$  = innere Reibungsgröße,  $a$  = Molekülradius,  $k$  = Boltzmannsche Konstante,  $T$  = absolute Temperatur). Es ist jene Zeit, die nach Abschalten des Feldes vergeht, um die Ausrichtung der Dipolmoleküle auf  $1/e = 37\%$  rückgängig zu machen. Die Bedeutung der elektrischen Relaxation für die Molekülforschung besteht darin, daß man Größe und Größenunterschiede von  $\tau$  in quantitativen Zusammenhang mit dem Molekülvolumen, der Molekülform und der Richtung des Dipolmomentes im Molekül bringen kann. Wenn wir als einfachstes Beispiel das Wassermolekül ( $a = 2 \cdot 10^{-8}$  cm,  $\eta = 0,0106$  (bei  $18^\circ \text{C}$ )) zugrunde legen, welches Molekül man sich also als ein rotierendes Kügelchen vorstellt, so errechnet sich für dieses Molekül die Relaxationszeit zu  $\tau = 53 \cdot 10^{-12}$  sec, und diese Zeit entspricht einer elektrischen Welle von 1,6 cm. Tatsächlich beobachtet man bei Wellenlängen von dieser Größenordnung anomale Dispersion von Wasser. Auch für eine Reihe Alkohole tritt bei Zentimeterwellen anomale Dispersion in Erscheinung. Bei der Mehrzahl der Moleküle hat sich auf Grund der Mikrowellenrelaxation gezeigt, daß ihre Form nicht streng kugelförmig, sondern elliptisch ist, und daß verschiedene von ihnen trotz gleichen Volumens mitunter wesentlich kleinere Relaxationszeiten besitzen, als sie sich unter der Annahme eines starr rotierenden Moleküls ergeben. Es handelt sich in diesen Fällen um Moleküle, die eine oder mehrere frei drehbare polare Gruppen besitzen, bei denen die eine, d. h. die der Drehachse gleichgerichtete Momentkomponente  $\mu_{\text{fest}}$  mit dem Molekül ganzen zwar starr verbunden ist, dagegen die andere, senkrecht zur Drehachse gerichtete Momentkomponente  $\mu_{\text{rot}}$  eine gewisse Freiheit besitzt, sich auf Grund der innermolekularen Rotation der Gruppe unabhängig von der Drehung der Molekül ganzen im elektrischen Feld zu orientieren [9] (Abb. 6). Das Vorhandensein frei drehbarer polarer Gruppen im Molekül macht sich in entscheidender Weise in der Relaxationszeit und im Dispersions- und Absorptionsverhalten des Moleküls bemerkbar, weil im Falle der freien Drehbarkeit der Reibungswiderstand für die Drehbewegung von  $\mu_{\text{rot}}$  wesentlich kleiner ist als derjenige für  $\mu_{\text{fest}}$ . Es gibt Moleküle (z. B. Benzidin und p-Phenylendiamin) der hierher gehörenden Gruppe, deren Dispersions- und Absorptionsgebiete infolge extrem kleiner Relaxationszeiten erst bei Millimeterwellen in Erscheinung treten sollten. [10]

Ich möchte im Zusammenhang mit diesen Fragen erwähnen, daß sich auf Grund solcher elektrischer Relaxationsuntersuchungen auch Schlüsse auf die Struktur der Flüssigkeiten selbst erzielen lassen. Solche Untersuchungen zeigten, daß man einer Flüssigkeit eine „quasikristalline Struktur“ zuordnen muß, und das befindet sich in vorzüglichem Einklang mit Untersuchungen über die Reflexion von Schallwellen und die Streuung von Röntgenstrahlen an Flüssigkeiten. [11] Nach der Theorie sollte es auch eine anomale Dispersion der magnetischen Permeabilität ferromagnetischer Stoffe im Mikrowellengebiet geben. Daß man sie trotz vielen Bemühens nicht finden konnte, hat wohl folgenden Grund: Wenn eine elektromagnetische Schwingung auf Metall auffällt, so klingen deren Amplituden wegen des Skineffekts sehr schnell nach dem Gesetz

$$e^{-2\pi x \sqrt{\sigma \cdot f}}$$

( $x$  = Eindringtiefe,  $f$  = Frequenz,  $\sigma$  = elektrische Leitfähigkeit des Metalls) in der Metallhülle ab, so daß nach einer kurzen Wegstrecke

$$x_0 = \frac{1}{\sqrt{\sigma \cdot f}}$$

die Schwingung praktisch vollständig verschwunden ist. Damit nun die aus der Theorie für Feldstärken von 1000 Gauß folgende Resonanz zwischen Mikrofrequenzen und der Larmorfrequenz des Atomspins im Innern anisotropischer ferromagnetischer Stoffe (Eisen, Nickel) in Erscheinung treten kann, muß die Eindringtiefe der Wellen im Stoff mindestens so groß wie die Ausdehnung eines ferromagnetischen Volumengebietes sein, innerhalb dessen sich die Wechselwirkung vollzieht. Rechnet man diese Zusammenhänge durch, so findet man, daß die Eindringtiefe in dem praktisch interessierenden Wellenbereich von Zentimetern Wellenlänge nur rund  $1/10$  der notwendigen Tiefe beträgt. Das ist der Grund für das bisherige Mißlingen diesbezüglicher Versuche. Da die Eindringtiefe nach einem Exponentialgesetz abfällt, d. h. ein klein wenig Energie doch immer bis in die in Frage kommenden ferromagnetischen Volumenbezirke theoretisch vordringen kann, ist es nicht ausgeschlossen, daß der erhoffte Effekt in Erscheinung tritt, wenn man Mikrowellen von starken Leistungen benutzt.

### Atomenergie und Radiowellen

Nachdem ich einen kurzen Überblick über einige Fragen der Mikrowellentechnik gegeben habe, sei mir abschließend eine Zukunftsbetrachtung gestattet, die man gegenwärtig zwar als „spekulativ“ bewerten muß, von deren Verwirklichbarkeit ich aber überzeugt bin. Es handelt sich um die Frage der Umwandlung von Kernenergie in Radiowellen. Wir wissen seit zwei Jahren, daß die Sonne eine äußerst intensive elektrische Wellenstrahlung im Frequenzgebiet der Ultrakurz- und Mikrowellen aussendet. Gleichgültig, welche Theorien man auch in Zukunft darüber noch entwickeln wird, ist es klar, daß die elektrische Wellenstrahlung der Sonne ein Problem der Atomenergie ist. Es ist daher die Frage naheliegend, ob nicht auch bei künstlich hervorgerufenen Kernprozessen im Laboratorium eine Ausstrahlung von Radiowellen verknüpft ist, ähnlich, wie auf diese Weise auch Röntgenstrahlen entstehen können. Es ist Zeit, daß man in den Laboratorien, die sich mit den Fragen der Atomenergie zu befassen haben, die Untersuchung dieser Frage aufgreift. Sollten sich die erwähnten Hoffnungen als berechtigt erweisen, so stehen wir an der Schwelle eines neuen Abschnittes der gesamten Hochfrequenztechnik.

### Literatur

- [1] L. Brillouin, Rev. Gén. Electr. Bd. 40 (1936) 227  
F. Tank, Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 11 (1942) 1
- [2] J. B. Fisk, H. D. Hagstrun, P. L. H. Hartmann, Bell Syst. Techn. Journ. 25 (1946) 167
- [3] H. H. Klinger, FUNK UND TON, Nr. 3/1948
- [4] J. A. Stratton, Proc. Inst. Radio Eng. 38 (1931) 162
- [5] C. H. Towns, A. N. Holden, F. R. Merritt, Phys. Rev. 1 (1947) 64
- [6] G. Herzberg, Infra-Red and Raman Spectra. C. D. van Nostrand Company, New York, 1945, S. 26...34
- [7] J. E. Walter u. W. D. Hershberger, Journ. appl. Phys. 17 (1946) 495, 814
- [8] J. H. van Vleck, Phys. Rev. 71 (1947) 413
- [9] A. Budo, Phys. ZS. 39 (1938) 706; 40 (1939) 603; E. Fischer, Phys. ZS. 39 (1938) 845; E. Fischer und C. Frank, Phys. ZS. 40 (1939) 345
- [10] E. Fischer Naturw. 12 (1946) 368
- [11] P. Debye, Struktur der Materie. S. Hirzel-Verlag Leipzig 1933.



# Anodenstrom, Klirrfaktor und Stromaussteuerung einer Elektronenröhre mit nichtlinearer Kennlinie im A-, B- und C-Betrieb

(1. Fortsetzung)

(Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut Berlin-Charlottenburg)

## 2. Der Anodenstrom bei großen Eingangswchselspannungen

Hier gilt nach Abb. 2 ebenfalls (6) mit der Einschränkung, daß der Anodenstrom nur solange fließt, wie der Ausdruck

$$[U_0 \cos \omega t - (U_0 - U)]$$

Positiv ist. Er wird Null, wenn dieser Ausdruck negativ wird, was ja eintritt während einer bestimmten Zeit innerhalb der Periode der sinusförmigen Eingangswchselspannung, da jetzt  $U_0 > 0,5 U$  ist.

Die Anodenstromkurve verläuft nach der Funktion

$$I_a = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2 \omega t + I_{a3} \cos 3 \omega t + \dots \quad (27)$$

Mit Hilfe der Fourier-Analyse kann man nun die Amplituden der Komponenten des Anodenstromes berechnen, wenn man

$$[U_0 \cos \omega t - (U_0 - U)]^m = f(t) \quad (28)$$

setzt. [2]. Dann ist

$$f(t) = b_g + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n \omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos n \omega t, \quad (29)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} b_g &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(t) dt, \\ a_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \sin n \omega t dt, \\ b_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \cos n \omega t dt \quad \text{ist.} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Zur vereinfachten Schreibweise seien wieder die Gleichungen 17 eingeführt:

$$\text{Dann ist} \quad U_0 = A \quad \text{und} \quad U_0 - U = B. \quad (17)$$

$$f(t) = U_{\text{eff}}^m = (A \cos \omega t - B)^m, \quad (31)$$

solange dieser Ausdruck positiv ist, und  $f(t) = 0$  im  $t$ -Gebiet, in dem dieser Ausdruck negativ ist. Die Periode der Funktion  $f(t)$  beträgt  $T$ .

Bezeichnet man das Verhältnis der halben Zeit des Stromflusses zur gesamten Periodendauer mit dem Stromflußwinkel  $\alpha$ , dann geht (31) über in

$$f(\alpha) = (A \cos \alpha - B)^m \quad (32)$$

Da der Kurvenverlauf spiegelbildlich zur Ordinatenachse ist, vereinfachen sich (29) und (30) zu

$$f(\alpha) = b_g + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos n \alpha, \quad (33)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} b_g &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha) d\alpha, \\ b_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha) \cos n\alpha d\alpha \quad \text{ist.} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Da nun, wie bereits oben erwähnt,  $A \cos \alpha = B$  sein soll im Gebiet, wo  $f(\alpha)$  negativ wird, bildet man die Fourier-Entwicklung nur für das Gebiet

$$\begin{aligned} -A \cos \alpha &= B \text{ bis} \\ +A \cos \alpha &= B, \end{aligned}$$

d. h. zwischen den Grenzen

$$\left. \begin{aligned} -\alpha &= \arccos \frac{B}{A} \quad \text{und} \\ +\alpha &= \arccos \frac{B}{A}. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Wegen des spiegelbildlichen Verlaufs der Kurve zur Ordinatenachse bildet man die Integrale  $b_g$  und  $b_n$  zwischen den Grenzen

$$\left. \begin{aligned} \alpha_u &= 0 \text{ und} \\ \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A}, \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

multipliziert sie mit 2 und erhält dann nach (33) und (34)

$$\left. \begin{aligned} b_g &= \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0=\arccos \frac{B}{A}} (A \cos \alpha - B)^m d\alpha, \\ b_n &= \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0=\arccos \frac{B}{A}} (A \cos \alpha - B)^m \cos n\alpha d\alpha. \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Aus der Lösung dieser Integrale erhält man die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes nach (6) zu

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{b_g}{U_m}; \quad \frac{I_{an}}{I_{a0}} = \frac{b_n}{U_m}, \quad \text{wobei } n = 1, 2, 3 \dots \text{ ist} \quad (38)$$

Exakt möglich ist die Lösung der Integrale

$$\left. \begin{aligned} b_g &= \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0=\arccos \frac{B}{A}} (A \cos \alpha - B)^m d\alpha, \\ b_n &= \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0=\arccos \frac{B}{A}} (A \cos \alpha - B)^m \cos n\alpha d\alpha \end{aligned} \right\} \quad (37)$$



nur für die ganzzahligen Exponenten  $m$ , während für die gebrochenen Exponenten  $m = \frac{p}{q}$  die Lösung der Integrale durch Reihenentwicklung des Ausdrucks  $(A \cos \alpha - B)^m$  herbeigeführt werden muß.

Die Berechnung wird durchgeführt

a) für eine Kennlinie, die am Fußpunkt sprunghaft auf den Anodenspitzenstrom steigt und daher genau rechteckige Anodenstromkurven ergibt:

$$\mathfrak{I}_a = K, \text{ Exponent } m = 0,$$

b) für die geradlinige dynamische Kennlinie (geknickte Gerade):

$$\mathfrak{I}_a = K \cdot U_{\text{eff}}, \text{ Exponent } m = 1,$$

c) für die Parabelkennlinie:

$$\mathfrak{I}_a = K \cdot U_{\text{eff}}^2, \text{ Exponent } m = 2,$$

d) für die kubische Parabelkennlinie:

$$\mathfrak{I}_a = K \cdot U_{\text{eff}}^3, \text{ Exponent } m = 3,$$

e) für die angenäherte Hexodenkennlinie:

$$\mathfrak{I}_a = K \cdot U_{\text{eff}}^{1/2}, \text{ Exponent } m = 1/2 = 0,5,$$

f) für die ideale Raumladekennlinie:

$$\mathfrak{I}_a = K \cdot U_{\text{eff}}^{2/3}, \text{ Exponent } m = 2/3 = 1,5,$$

g) für die Kennlinie

$$\mathfrak{I}_a = K \cdot U_{\text{eff}}^{5/2}, \text{ Exponent } m = 5/2 = 2,5.$$

In der folgenden Berechnung der Komponenten des Anodenstromes der Fälle a bis g wird für die Kennlinien a bis d (exakte Lösung der Integrale aus (37) möglich) für die Amplituden der Harmonischen des Anodenstromes eine allgemeine Lösung für die Harmonische der Ordnung „ $n$ “ angegeben, so daß man daraus ohne weiteres die Amplituden der Grundwelle und sämtlicher Oberwellen berechnen kann. Die zahlenmäßige Auswertung erfolgt bis zur fünften Oberwelle. Bei der Berechnung der Integrale von (37) für die Fälle e bis g ist eine solche einfache allgemeine Lösung für die Amplituden der Harmonischen nicht möglich, da die Integrale nur durch Reihenentwicklung gelöst werden können. Auch hier erfolgt eine Lösung des Integrals für  $b_n$  zahlenmäßig ausgewertet bis zur fünften Oberwelle.

zu a) Für die Kennlinie mit dem Exponenten  $m = 0$  ist nach (37)

$$b_g = \frac{1}{\pi} \int_{a_u=0}^{a_0 = \arccos \frac{B}{A}} d\alpha = \frac{\alpha}{\pi} \bigg|_0^{\arccos \frac{B}{A}},$$

$$b_g = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{B}{A}; \quad (39)$$

$$b_n = \frac{2}{\pi} \int_{a_u=0}^{a_0 = \arccos \frac{B}{A}} \cos n \alpha d\alpha = \frac{2 \sin n \alpha}{n \pi} \bigg|_0^{\arccos \frac{B}{A}} \quad (40)$$

Aus dieser allgemeinen Lösung für die Amplitude der  $n$ . Harmonischen erhält man für die Grundschwingung mit  $n = 1$

$$b_1 = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}},$$

für die 2. Oberwelle mit  $n = 2$

$$b_2 = \frac{2}{\pi} \frac{B}{A} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}},$$

für die 3. Oberwelle mit  $n = 3$

$$b_3 = \frac{2}{3\pi} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 4 \frac{B^2}{A^2} - 1 \right), \quad (41)$$

für die 4. Oberwelle mit  $n = 4$

$$b_4 = \frac{2}{\pi} \frac{B}{A} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 2 \frac{B^2}{A^2} - 1 \right),$$

für die 5. Oberwelle mit  $n = 5$

$$b_5 = \frac{2}{5\pi} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 16 \frac{B^4}{A^4} - 12 \frac{B^2}{A^2} + 1 \right)$$

Mit (38) ergeben sich die Amplituden der Komponenten des Anodenstromes zu

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = b_g; \quad \frac{I_{an}}{I_{a0}} = b_n \quad (42)$$

Aus den Gleichungen (42) erkennt man, daß die Gleichungen (41) gleichzeitig die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes darstellen.

Führt man nach den Gleichungen (17) wieder ein

$$A = U_0 \quad \text{und} \quad B = U_0 - U, \quad (17)$$

dann erhält man

für den Gleichstromanteil (mittleren Anodengleichstrom)

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{U_0 - U}{U_0},$$

für die Grundwellenamplitude

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}},$$

als Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \frac{U_0 - U}{U_0} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}},$$

als Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{2}{3\pi} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 4 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} - 1 \right], \quad (43)$$

als Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \frac{U_0 - U}{U_0} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 2 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} - 1 \right],$$

als Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = \frac{2}{5\pi} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 16 \frac{(U_0 - U)^4}{U_0^4} - 12 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} + 1 \right].$$

Stellt man mit (35)

$$U_0 \cos \alpha = U_0 - U; \quad \frac{U_0 - U}{U_0} = \cos \alpha \quad (44)$$

die Gleichungen (43) in Abhängigkeit vom Stromflußwinkel  $\alpha$  dar, dann erhält man für den mittleren Anodengleichstrom

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{\alpha}{\pi},$$

als Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \sin \alpha,$$

als Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \sin \alpha \cos \alpha,$$

als Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{2}{3\pi} \sin \alpha (4 \cos^2 \alpha - 1),$$

als Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \sin \alpha \cos \alpha (2 \cos^2 \alpha - 1),$$

als Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = \frac{2}{5\pi} \sin \alpha (16 \cos^4 \alpha - 12 \cos^2 \alpha + 1)$$

(45)

Die Gleichungen (43) und (45) in Abhängigkeit von  $U_0/U$  bzw. vom Stromflußwinkel  $\alpha$  dargestellt, haben den in den Diagrammen Ia und Ib angegebenen Kurvenverlauf.

Aus den Darstellungen erkennt man:

Im Falle des A-Betriebes ( $U_0/U = 0,5$  bzw.  $\alpha = 180^\circ$ ) tritt nur ein Gleichstrom von der Größe des Anodenspitzenstromes auf.

Im Falle des B-Betriebes ( $U_0/U = 1,0$  bzw.  $\alpha = 90^\circ$ ) enthält der Anodenstrom nur die ungeraden Oberwellen.

Im Falle des C-Betriebes ( $U_0/U > 1,0$  bzw.  $\alpha < 90^\circ$ ) wird der Oberwellengehalt des Anodenstromes immer größer, d. h. die Verzerrungen nehmen zu. Zu b). Nach den Gleichungen (37) ist für die Kennlinie mit dem Exponenten  $m = 1$

$$\alpha_0 = \arccos \frac{B}{A}$$

$$b_g = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_{11}=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B) d\alpha,$$



$$b_g = \frac{A}{\pi} \left( \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} - \frac{B}{A} \arccos \frac{B}{A} \right), \quad (46)$$

$$\alpha_0 = \arccos \frac{B}{A}$$

$$b_n = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B) \cos n \alpha \, d\alpha,$$

$$b_n = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{A}{n^2 - 1} (n \sin n \alpha \cos \alpha - \cos n \alpha \sin \alpha) - \frac{B}{n} \sin n \alpha \right] \Bigg|_0^{\arccos \frac{B}{A}} \quad (47)$$

Aus (47) erhält man für die Grundschwingung mit  $n = 1$

$$b_1 = -\frac{B}{\pi} \left( \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} - \frac{A}{B} \arccos \frac{B}{A} \right),$$

für die 2. Oberwelle mit  $n = 2$

$$b_2 = \frac{2}{3\pi} A \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 1 - \frac{B^2}{A^2} \right),$$

für die 3. Oberwelle mit  $n = 3$

$$b_3 = \frac{2}{3\pi} B \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 1 - \frac{B^2}{A^2} \right), \quad (48)$$

für die 4. Oberwelle mit  $n = 4$

$$b_4 = -\frac{2}{15\pi} A \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 1 - \frac{B^2}{A^2} \right) \left( 1 - 6 \frac{B^2}{A^2} \right),$$

für die 5. Oberwelle mit  $n = 5$

$$b_5 = -\frac{2}{15\pi} B \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 1 - \frac{B^2}{A^2} \right) \left( 3 - 8 \frac{B^2}{A^2} \right)$$

Führt man nach (17) wieder  $A = U_0$  und  $B = U_0 - U$  ein, dann erhält man mit (38) die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes zu

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{b_g}{U}; \quad \frac{I_{an}}{I_{a0}} = \frac{b_n}{U} \quad (49)$$

Das ergibt mit den Formeln von (48) für den mittleren Anodengleichstrom

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{1}{\pi} \frac{U_0}{U} \left[ \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} - \frac{U_0 - U}{U_0} \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

für die Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = -\frac{1}{\pi} \frac{U_0 - U}{U} \left[ \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} - \frac{U_0 - U}{U_0} \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

für die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{2}{3\pi} \frac{U_0}{U} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right], \quad (50)$$

für die Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{2}{3\pi} \frac{U_0 - U}{U} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right],$$

für die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = -\frac{2}{15\pi} \frac{U_0}{U} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right] \left[ 1 - 6 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right],$$

für die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = -\frac{2}{15\pi} \frac{U_0 - U}{U} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right] \left[ 3 - 8 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right]$$

Die Amplituden der Komponenten des Anodenstromes in Abhängigkeit vom Stromflußwinkel  $\alpha$  dargestellt, ergeben für den Gleichstromanteil

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{\sin \alpha - \alpha \cos \alpha}{\pi (1 - \cos \alpha)},$$

für die Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{\alpha - \sin \alpha \cos \alpha}{\pi (1 - \cos \alpha)},$$

für die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{2 \sin^3 \alpha}{3\pi (1 - \cos \alpha)},$$

für die Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{2 \cos \alpha \sin^3 \alpha}{3\pi (1 - \cos \alpha)},$$

für die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = -\frac{2 \sin^3 \alpha (1 - 6 \cos^2 \alpha)}{15\pi (1 - \cos \alpha)},$$

für die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = -\frac{2 \cos \alpha \sin^3 \alpha (3 - 8 \cos^2 \alpha)}{15\pi (1 - \cos \alpha)}$$

(51)

Die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes sind als Funktionen von  $U_0/U$  bzw. vom Stromflußwinkel  $\alpha$  in den Diagrammen IIa und IIb dargestellt.

Aus den Darstellungen erkennt man:

Im Falle des A-Betriebes ( $U_0/U = 0,5$  bzw.  $\alpha = 180^\circ$ ) tritt neben dem Gleichstromanteil nur die Grundwelle im Anodenstrom auf. Gleichstromanteil und Amplitude des Anodenwechselstromes sind gleich groß, der Anodenwechselstrom ist rein sinusförmig, es treten keine Verzerrungen auf, Strom und Spannung sind durch  $m = 1$  linear miteinander verknüpft.

Im Falle des B-Betriebes ( $U_0/U = 1,0$  bzw.  $\alpha = 90^\circ$ ) verschwinden im Anodenstrom die ungeraden Oberwellen.

Im Falle des C-Betriebes ( $U_0/U > 1,0$  bzw.  $\alpha < 90^\circ$ ) wird der Oberwellengehalt des Anodenstromes immer größer, da dieser nur noch aus Spitzen besteht.

Zu c) Nach den Gleichungen (37) ist für die Kennlinie mit dem Exponenten  $m = 2$

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A} \\ b_g &= \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B)^2 d\alpha, \\ b_g &= \frac{A^2}{2} \left[ -3 \frac{B}{A} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} + \left(1 + 2 \frac{B^2}{A^2}\right) \arccos \frac{B}{A} \right] \quad (52) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A} \\ b_n &= \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B)^2 \cos n \alpha d\alpha, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{2 A^2}{\pi} \left[ \frac{1}{2(n^2 - 4)} (2n \cos^2 \alpha \sin n \alpha - n \sin n \alpha - \right. \\ &\quad \left. - 4 \sin \alpha \cos \alpha \cos n \alpha) - \frac{2B}{A(n^2 - 1)} (n \sin n \alpha \cos \alpha - \right. \\ &\quad \left. - \cos n \alpha \sin \alpha) + \sin n \alpha \left( \frac{1}{2n} + \frac{B^2}{n A^2} \right) \right] \bigg|_{\alpha_u=0}^{\alpha_0 = \arccos \frac{B}{A}} \quad (53) \end{aligned}$$

Hieraus erhält man für die Grundschiwingung mit  $n = 1$

$$b_1 = \frac{2}{3\pi} A^2 \left[ \left(2 + \frac{B^2}{A^2}\right) \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} - 3 \frac{B}{A} \arccos \frac{B}{A} \right],$$

für die 2. Oberwelle mit  $n = 2$

$$b_2 = \frac{1}{6\pi} A B \left[ \left(2 \frac{B^2}{A^2} - 5\right) \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} + 3 \frac{B}{A} \arccos \frac{B}{A} \right],$$

für die 3. Oberwelle mit  $n = 3$

$$b_3 = \frac{4}{15\pi} A^2 \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left(1 - \frac{B^2}{A^2}\right), \quad (54)$$

für die 4. Oberwelle mit  $n = 4$

$$b_4 = \frac{4}{15\pi} A B \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left(1 - \frac{B^2}{A^2}\right),$$

für die 5. Oberwelle mit  $n = 5$

$$b_5 = \frac{4}{105\pi} A^2 \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left(1 - \frac{B^2}{A^2}\right) \left(1 - 8 \frac{B^2}{A^2}\right)$$



Nach (17) ist wieder  $A = U_0$ ,  $B = U_0 - U$ . Man erhält mit (38) die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes zu

$$\frac{I_{ag}}{I_{ao}} = \frac{b_g}{U^2}, \quad \frac{I_{an}}{I_{ao}} = \frac{b_n}{U^2} \quad (55)$$

Daraus erhält man mit den Formeln von (54)

den mittleren Anodengleichstrom

$$\frac{I_{ag}}{I_{ao}} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \left[ -3 \frac{U_0 - U}{U_0} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} + \left( 1 + 2 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right) \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

die Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{ao}} = \frac{2}{3\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \left[ \left( 2 + \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right) \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} - 3 \frac{U_0 - U}{U_0} \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{ao}} = \frac{1}{6\pi} \frac{U_0 - U}{U} \frac{U_0}{U} \left[ \left( 2 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} - 5 \right) \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} + 3 \frac{U_0}{U_0 - U} \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right], \quad (56)$$

die Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{ao}} = \frac{4}{15\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right],$$

die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{ao}} = \frac{4}{15\pi} \frac{U_0 - U}{U} \frac{U_0}{U} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right]^2,$$

die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{ao}} = -\frac{4}{105\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right]^2 \times \left[ 1 - 8 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right]$$

In Abhängigkeit vom Stromflußwinkel  $\alpha$  erhält man nach (44) für die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes:

mittlerer Anodengleichstrom

$$\frac{I_{aF}}{I_{a0}} = \frac{\alpha \left( \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{2} \sin \alpha \cos \alpha}{\pi (1 - \cos \alpha)^2}$$

Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{2 \left( \sin \alpha - \frac{1}{3} \sin^3 \alpha - \alpha \cos \alpha \right)}{\pi (1 - \cos \alpha)^2}$$

Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{\sin \alpha \cos \alpha (2 \cos^2 \alpha - 5) + 3 \alpha}{6 \pi (1 - \cos \alpha)^3} \quad (57)$$

Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{4 \sin^5 \alpha}{15 \pi (1 - \cos \alpha)^4}$$

Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = \frac{4 \sin^5 \alpha \cos \alpha}{15 \pi (1 - \cos \alpha)^5}$$

Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = \frac{4 \sin^5 \alpha (8 \cos^2 \alpha - 1)}{105 \pi (1 - \cos \alpha)^6}$$

Die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes sind in Abhängigkeit von  $U_0/U$  bzw. vom Stromflußwinkel  $\alpha$  in den Diagrammen IIIa und IIIb dargestellt.

Der Kurvenverlauf läßt erkennen:

Im Falle des A-Betriebes ( $U_0/U = 0,5$  bzw.  $\alpha = 180^\circ$ ) tritt neben dem Gleichstromanteil und der Grundwelle im Anodenstrom noch die 2. Oberwelle auf, der Anodenstrom ist also bereits im A-Betrieb verzerrt.

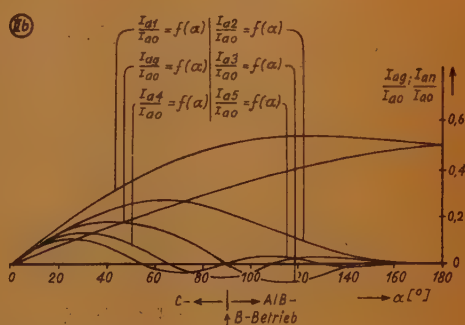
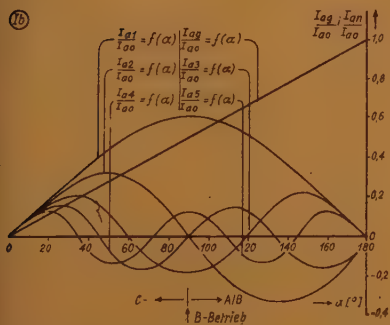
Im Falle des B-Betriebes ( $U_0/U = 1,0$  bzw.  $\alpha = 90^\circ$ ) verschwinden die geraden Oberwellen von der 4. Ordnung ab.

Im Falle des C-Betriebes ( $U_0/U > 1,0$  bzw.  $\alpha < 90^\circ$ ) treten die Oberwellen im Anodenstrom immer stärker in Erscheinung.

Zu d) Für die Kennlinie mit dem Exponenten  $m = 3$  erhält man nach (37)

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A} \\ b_F &= \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_0=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B)^3 d\alpha, \\ b_g &= \frac{A^3}{6\pi} \left[ \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 4 + 11 \frac{B^2}{A^2} \right) - 3 \frac{B}{A} \left( 3 + 2 \frac{B^2}{A^2} \right) \arccos \frac{B}{A} \right]; \\ \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A} \\ b_n &= \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_0=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B)^3 \cos n\alpha d\alpha, \end{aligned} \quad (58)$$

$$b_n = \frac{2A^3}{n} \left[ \frac{1}{4(n^2-9)} (4n \sin n\alpha \cos^3 \alpha - 3n \sin n\alpha \cos \alpha - \right. \\ \left. - 12 \sin \alpha \cos^2 \alpha \cos n\alpha + 3 \sin \alpha \cos n\alpha) + \right. \\ \left. + \frac{3}{n^2-1} \left( \frac{1}{4} + \frac{B^2}{A^2} \right) (n \sin n\alpha \cos \alpha - \sin \alpha \cos n\alpha) - \right. \\ \left. - \frac{3}{2(n^2-4)} \frac{B}{A} (2n \sin n\alpha \cos^2 \alpha - n \sin n\alpha - \right. \\ \left. - 4 \sin \alpha \cos \alpha \cos n\alpha) - \frac{B}{nA} \sin n\alpha \left( \frac{3}{2} + \frac{B^2}{A^2} \right) \right] \Bigg|_{\substack{\alpha_0 = \arccos \frac{B}{A} \\ \alpha_u = 0}} \quad (59)$$



Hieraus erhält man für die Grundschiwingung mit  $n = 1$

$$b_1 = \frac{A^3}{4\pi} \left[ -\frac{B}{A} \left( 13 + 2 \frac{B^2}{A^2} \right) \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} + 3 \left( 1 + 4 \frac{B^2}{A^2} \right) \arccos \frac{B}{A} \right],$$

für die 2. Oberwelle mit  $n = 2$

$$b_2 = \frac{A^3}{10\pi} \left[ \left( 8 + 9 \frac{B^2}{A^2} - 2 \frac{B^4}{A^4} \right) \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} - 15 \frac{B}{A} \arccos \frac{B}{A} \right],$$

für die 3. Oberwelle mit  $n = 3$

$$b_3 = \frac{A^3}{60\pi} \left[ -\frac{B}{A} \left( 33 - 26 \frac{B^2}{A^2} + 8 \frac{B^4}{A^4} \right) \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} + 15 \arccos \frac{B}{A} \right], \quad (60)$$

für die 4. Oberwelle mit  $n = 4$

$$b_4 = \frac{4A^3}{35\pi} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 1 - \frac{B^2}{A^2} \right)^3,$$

für die 5. Oberwelle mit  $n = 5$

$$b_5 = \frac{4A^3B}{35\pi A} \sqrt{1 - \frac{B^2}{A^2}} \left( 1 - \frac{B^2}{A^2} \right)^3$$

Nach (17) setzt man  $A = U_0$  und  $B = U_0 - U$ . Dann ergeben sich die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes nach (38) zu

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{b_g}{U^3}, \quad \frac{I_{an}}{I_{a0}} = \frac{b_n}{U^3} \quad (61)$$



Mit den Formeln von (60) ist dann

der mittlere Anodengleichstrom

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{1}{6\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 \left[ \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left( 4 + 11 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right) - 3 \frac{U_0 - U}{U_0} \left( 3 + 2 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right) \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

die Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 \left[ - \frac{U_0 - U}{U_0} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left( 13 + 2 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right) + 3 \left( 1 + 4 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right) \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{1}{10\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 \left[ \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left( 8 + 9 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} - 2 \frac{(U_0 - U)^4}{U_0^4} \right) - 15 \frac{U_0 - U}{U_0} \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right], \quad (62)$$

die Amplitude der 3. Oberwelle

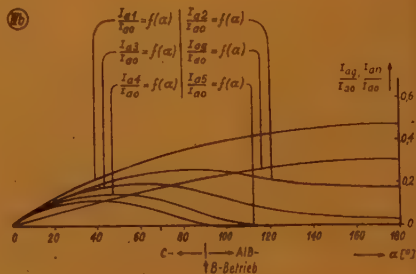
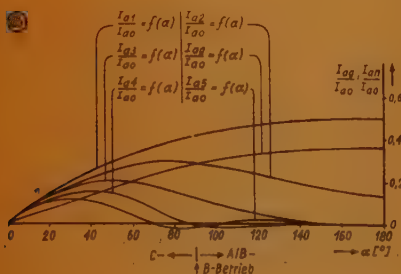
$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{1}{60\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 \left[ - \frac{U_0 - U}{U_0} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left( 33 - 26 \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} + 8 \frac{(U_0 - U)^4}{U_0^4} \right) + 15 \arccos \frac{U_0 - U}{U_0} \right],$$

die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = \frac{4}{35\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right]^3,$$

die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = \frac{4}{35\pi} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 \frac{U_0 - U}{U_0} \sqrt{1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2}} \left[ 1 - \frac{(U_0 - U)^2}{U_0^2} \right]^3$$



Unter Anwendung von (44) sind die Komponenten des Anodenstromes ebenfalls in Abhängigkeit vom Stromflußwinkel  $\alpha$  darstellbar:

mittlerer Anodengleichstrom

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{\sin \alpha (4 + 11 \cos^2 \alpha) - 3 \alpha \cos \alpha (3 + 2 \cos^2 \alpha)}{6 \pi (1 - \cos \alpha)^3},$$

Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{3 \alpha (1 + 4 \cos^2 \alpha) - \sin \alpha \cos \alpha (13 + 2 \cos^2 \alpha)}{4 \pi (1 - \cos \alpha)^3}.$$

Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{\sin \alpha (8 + 9 \cos^2 \alpha - 2 \cos^4 \alpha) - 15 \alpha \cos \alpha}{10 \pi (1 - \cos \alpha)^3}.$$

Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{15 \alpha - \sin \alpha \cos \alpha (33 - 26 \cos^2 \alpha + 8 \cos^4 \alpha)}{60 \pi (1 - \cos \alpha)^3},$$

Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = \frac{4 \sin^7 \alpha}{35 \pi (1 - \cos \alpha)^3},$$

Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = \frac{4 \cos \alpha \sin^7 \alpha}{35 \pi (1 - \cos \alpha)^3}.$$

(63)

In den Diagrammen IVa und IVb sind die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes in Abhängigkeit von  $U_0/U$  bzw. vom Stromflußwinkel  $\alpha$  dargestellt.

Im Falle des A-Betriebes ( $U_0/U = 0,5$  bzw.  $\alpha = 180^\circ$ ) treten neben dem mittleren Anodengleichstrom und der Grundwelle im Anodenstrom noch die 2. und 3. Oberwelle auf. Die Verzerrungen sind also für diesen Betriebszustand gegenüber der quadratischen Kennlinie stärker geworden.

Im Falle des B-Betriebes ( $U_0/U = 1,0$  bzw.  $\alpha = 90^\circ$ ) verschwinden die ungeraden Oberwellen erst von der 5. Ordnung ab.

Im Falle des C-Betriebes ( $U_0/U > 1,0$  bzw.  $\alpha < 90^\circ$ ) wird der Anodenstrom durch die Zunahme der Oberwellen gegenüber der Grundwelle stärker verzerrt.

Liegt ein gebrochener Kennlinienexponent vor von der Form  $m = \frac{p}{2}$ , wobei

entsprechend den Fällen e bis g  $p = 1; 3; 5$  ist, dann erfolgt die Lösung der Integrale durch Reihenentwicklung. Man führt dazu folgende Umformungen durch [3]:

$$\left. \begin{aligned} \text{Allgemein ist nach (37)} \quad \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A} \\ b_g &= \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B)^{\frac{p}{2}} d\alpha, \\ \alpha_0 &= \arccos \frac{B}{A} \\ b_n &= \frac{2}{\pi} \int_{\alpha_u=0}^{\alpha_0} (A \cos \alpha - B)^{\frac{p}{2}} \cos n\alpha d\alpha, \end{aligned} \right\} (64)$$

wobei  $p = 1; 3; 5$  ist.

Setzt man

$$\cos \alpha = 1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}, \quad (65)$$

dann ist  $(A \cos \alpha - B)^{\frac{p}{2}} = A^{\frac{p}{2}} \left( 1 - \frac{B}{A} - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right)^{\frac{p}{2}}$

Mit (18) ist  $1 - \frac{B}{A} = C. \quad (18)$

Dann ist  $(A \cos \alpha - B)^{\frac{p}{2}} = A^{\frac{p}{2}} \left( C - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right)^{\frac{p}{2}}. \quad (66)$

Man setzt  $2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} = C \sin^2 \beta$  oder  $\sqrt{2} \sin \frac{\alpha}{2} = \sqrt{C} \sin \beta. \quad (67)$

Damit erhält man  $(A \cos \alpha - B)^{\frac{p}{2}} = (AC)^{\frac{p}{2}} \underbrace{\left( 1 - \sin^2 \beta \right)^{\frac{p}{2}}}_{(\cos^2 \beta)^{\frac{p}{2}}},$

$$(A \cos \alpha - B)^{\frac{p}{2}} = (AC)^{\frac{p}{2}} \cos^p \beta. \quad (68)$$

Nach (66) ist  $\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \frac{\alpha}{2} d\alpha = \sqrt{C} \cos \beta d\beta, \quad d\alpha = \frac{\sqrt{2C} \cos \beta}{\cos \frac{\alpha}{2}} d\beta.$

Mit  $\cos \frac{\alpha}{2} = \sqrt{1 - \sin^2 \frac{\alpha}{2}} = \sqrt{1 - \frac{C}{2} \sin^2 \beta}$

ist dann  $d\alpha = \frac{\sqrt{2C} \cos \beta}{\sqrt{1 - \frac{C}{2} \sin^2 \beta}} d\beta. \quad (69)$

Setzt man (68) und (69) in (64) ein, berücksichtigt dabei die für  $\beta$  gültigen Grenzen, für die der Integralwert verschwindet:

$\beta_a = 0; \beta_e = \frac{\pi}{2}$ , dann erhält man

$$b_g = \frac{1}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{A^{\frac{p}{2}} C^{\frac{1}{2}(p+1)} \sqrt{2} \cos^{p+1} \beta}{\sqrt{1 - \frac{C}{2} \sin^2 \beta}} d\beta,$$

$$b_g = \frac{A^{\frac{p}{2}} C^{\frac{1}{2}(p+1)} \sqrt{2}}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos^{p+1} \beta}{\sqrt{1 - \frac{C}{2} \sin^2 \beta}} d\beta. \quad (70)$$



Man entwickelt den Ausdruck  $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{C}{2} \sin^2 \beta}}$  nach der Binomischen Reihe

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{C}{2} \sin^2 \beta}} &= 1 + \frac{1}{2} \frac{C}{2} \sin^2 \beta + \frac{3}{8} \left(\frac{C}{2}\right)^2 \sin^4 \beta + \\ &+ \frac{5}{16} \left(\frac{C}{2}\right)^3 \sin^6 \beta + \frac{35}{128} \left(\frac{C}{2}\right)^4 \sin^8 \beta + \frac{63}{256} \left(\frac{C}{2}\right)^5 \sin^{10} \beta + \\ &+ \frac{231}{1024} \left(\frac{C}{2}\right)^6 \sin^{12} \beta + \frac{429}{2048} \left(\frac{C}{2}\right)^7 \sin^{14} \beta + \\ &+ \frac{15 \cdot 429}{16 \cdot 2048} \left(\frac{C}{2}\right)^8 \sin^{16} \beta + \frac{85 \cdot 143}{32 \cdot 2048} \left(\frac{C}{2}\right)^9 \sin^{18} \beta + \dots \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Diese Reihe konvergiert für  $C \leq 2$ , d. h. mit (17) und (18) für  $C = U/U_0 \leq 2$  gerade in dem Bereich, der hier betrachtet wird, nämlich  $U_0/U \geq 0,5$  bzw.  $\alpha \leq 180^\circ$ .

Man erhält dann

$$\left. \begin{aligned} b_g &= \frac{A^{\frac{1}{8}} C^{\frac{1}{2}(p+1)}}{\pi} \sqrt{2} \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \frac{1}{2} \frac{C}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \right. \\ &+ \frac{3}{8} \left(\frac{C}{2}\right)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^4 \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \frac{5}{16} \left(\frac{C}{2}\right)^3 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^6 \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \\ &+ \frac{35}{128} \left(\frac{C}{2}\right)^4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^8 \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \frac{63}{256} \left(\frac{C}{2}\right)^5 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{10} \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \\ &+ \frac{231}{1024} \left(\frac{C}{2}\right)^6 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{12} \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \frac{429}{2048} \left(\frac{C}{2}\right)^7 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{14} \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \\ &+ \frac{15 \cdot 429}{16 \cdot 2048} \left(\frac{C}{2}\right)^8 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{16} \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \frac{85 \cdot 143}{32 \cdot 2048} \left(\frac{C}{2}\right)^9 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{18} \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \\ &\left. + \frac{17 \cdot 19143}{128 \cdot 2048} \left(\frac{C}{2}\right)^{10} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{20} \beta \cos^{p+1} \beta \, d\beta + \dots \right] \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

(Schluß folgt)

# Referate und Zeitschriftenschau

## Ein Verfahren zur Lichttonaufzeichnung

*Referat über einen Vortrag von Prof. Leithäuser  
in der Deutschen Kinotechnischen Gesellschaft*

Die Geräte zur Lichtsteuerung benutzen meist Sprossen- oder Zackenschrift. Die Sprossenschrift ist in den letzten Jahren verhältnismäßig wenig benutzt worden, da die Lichtsteuergeräte für deren Erzeugung gewisse Nachteile, hauptsächlich ungenügende Lichtstärke, besaßen. Außerdem waren beispielsweise bei der Kerr-Zelle die optischen Ausrüstungen keineswegs einfach. Im Gegensatz hierzu zeigten die elektromechanischen Geräte, die aus dem Saiten-Galvanometer hervorgegangen sind, recht hohe optische Ausbeute, wenngleich auch die eingesetzten Systeme eine jedesmalige genaue Justierung verlangen.

Bei den elektrooptisch arbeitenden Geräten hat man vielfach die Glimmentladung ausgenutzt. Sie ist für Tonfrequenzen praktisch trägheitsfrei. Man kann sowohl eine Zackenschrift wie auch eine Sprossenschrift mit der Glimmentladung erzielen. Bei der Sprossenschrift nutzt man dabei die gesamte Lichtmenge des Glimmlichtes aus, während man bei der Zackenschrift nur die jeweilige Längenänderung benutzt. Es liegt verhältnismäßig nahe, auch die anderen Entladungsbahnen zur Lichtgebung heranzuziehen, beispielsweise die positive Säule oder den Lichtbogen als Strahlungsquelle mit veränderlicher Lichtintensität. Bei der positiven Säule treten Schwierigkeiten auf, wenn man sie mit Gleichstrom erzeugt und die aufzuzeichnende Tonspannung als Wechselstrom überlagert. Ungenügende Genauigkeiten der Löschspannung und Schichtenbildung innerhalb der leuchtenden Säule sind hier besonders unangenehm.

Man kann die positive Säule aber mit großem Nutzeffekt für Lichttonaufzeichnung einsetzen, wenn man sie mit Hochfrequenzspannung erzeugt. Der aufzuzeichnende Ton kann dann als Modulationston überlagert werden. Nach dem Vorschlag des Vortragenden sind gemeinsam mit Dipl.-Ing. Schneider derartige Lampen im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung entwickelt und

genau untersucht worden. Es wurden Lampen mit einem linearen Leuchtteil gebaut, die an den Enden kleine oder größere Reservegefäße für das zu verwendende Gas besitzen. Zur Zuführung des Hochfrequenzstromes sind Außenelektroden angewandt, wodurch der Vorteil erzielt wird, daß das benutzte Gas die Elektroden weder berührt noch ihre Zerstäubung verursacht. Der Gasinhalt wird durch bestimmte Edelgase, meistens in Verbindung mit Quecksilberdampf, gebildet. Auf die betreffenden Mischungsverhältnisse kommt es an sowie auf den einzusetzenden Gesamtdruck. Man kann mit dem Druck auf eine bestimmte Höhe gehen, ohne die Entladung ungünstig zu beeinflussen. Man erreicht dadurch jedenfalls, daß das Gas im Betriebe nicht verschwindet und daß die Lebensdauer der Lampen beachtlich ansteigt. Die Trägheit der positiven Säule ist so gering, daß sie bei den höchsten aufzuzeichnenden Tonfrequenzen nicht erscheint.

Die entwickelten Lampen benötigen nur eine einfache Optik zur Tonaufzeichnung auf dem Film. Ein Spalt wird mit einer Präzisionsoptik, z. B. einem guten Mikroskop-Objektiv, auf dem Film in der Größe von 10 bis 20  $\mu$  abgebildet. Unmittelbar an dem Spalt wird als Lichtquelle der lineare Leuchtteil der Lampe angebracht. Hierbei kommt die Sprossenschrift zustande. Eine Intensitätssteigerung durch stärkere Hochfrequenz-

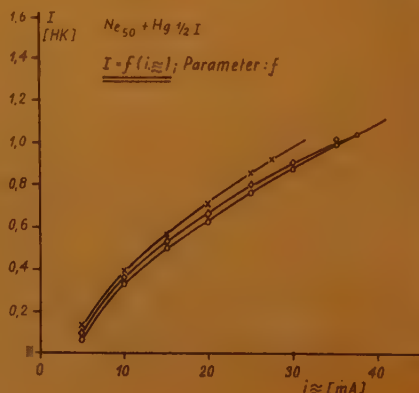


Abb. 1

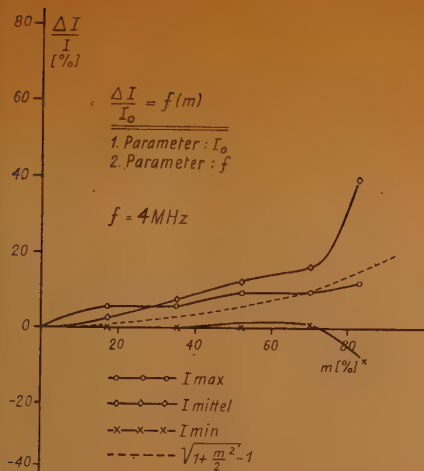


Abb. 2

ströme ist möglich, da die Zerstäubung der Elektroden und damit eine zunehmende Schwärzung der Glaswand fortfällt. Die Untersuchung des Lichtes der entwickelten Röhren zeigte, daß während einer Hochfrequenzperiode die Lampe zweimal zum Leuchten kommt, so daß bei der Bestrahlung einer Fotozelle gewissermaßen deren Strom einer Doppelweggleichrichtung ähnlich ist. Die Modulation wird über einen nachgeschalteten Verstärker im Lautsprecher hörbar. Bei einer üblichen Spaltbreite von etwa 10 bis 20  $\mu$  bemerkt man dabei auf dem bewegten Film keineswegs Intensitätsunterschiede der unmodulierten Hochfrequenzschwingung. Die benutzten Röhren haben definierte Lösch- und Zündspannung. Ein Katodenfall ist bei der Hochfrequenzentladung wenig ausgeprägt und scheint fast zu verschwinden. Hohe Stromdichte erreicht man durch Verwendung von Außenelektroden bei recht hoher Frequenz. Die kapillare Einschnürung der positiven Säule liefert besonders hohe Leuchtdichten. Eine Aufladung der Wände kann auch bei Hochfrequenzstromstärken eintreten. Unter Umständen entstehen hierdurch Dunkelräume in der positiven Säule, die scheinbar zu wandern scheinen. Setzt man eine derartige Leuchtröhre, die aus Hartglas gebaut ist und dadurch eine hohe thermische Widerstandsfähigkeit bei geringer Wärmeausdehnung besitzt, durch Einschalten des Hochfrequenzstromes in Betrieb, so stellt man eine gewisse Lichtzu-

nahme oder Einbrennzeit nach der Einschaltung fest. Die Lichtintensität wächst in den ersten Minuten des Brennens sehr stark an. Moduliert man nunmehr den Hochfrequenzstrom mit tiefen Tönen, so kann man die Aussteuerung der Röhre direkt mit dem Auge erkennen. Die Schwankungen der Helligkeit lassen sich ohne Mühe beobachten. Bei hohen Frequenzen der modulierenden Spannung verfolgt man die Erscheinung zweckmäßig durch Betrachtung der Lichtquelle im rotierenden Spiegel. Regelt man die Umdrehungszahl des den Spiegel treibenden Motors richtig ein, so kann man das Bild der zeitlich auseinandergezogenen Lichtquelle praktisch zum Stehen bringen und dadurch die momentane Lichtverteilung fotometrisch ausmessen. Gleichzeitig läßt sich die Aussteuerung der Röhrenspannung mit Hilfe eines Oszillografen verfolgen, den man an die zur Speisung der Lichtquelle dienende Wicklung anschließt. Meistens wird diese Wicklung durch einen Kondensator auf die Frequenz der speisenden Spannung abgestimmt.

Die Güte der Modulation ist bei den untersuchten Lampen ausgezeichnet. Wenn man mit einem guten Empfänger die Darbietung einer Rundfunkstation aufnimmt und die neuen Lampen mit dem Ausgangsstrom des Empfängers ansteuert, um über Fotozelle und Verstärker das modulierte Licht wieder in akustische Energie zu verwandeln, so leidet die Güte der Darbietung durch die Zwischenschaltung des Lichtweges keineswegs, wenn die Verstärkeranordnung einwandfrei ist. Ein Unterschied zwischen dem Original und der Darbietung über den Lichtweg ist nicht festzustellen.

Die Aussteuerbarkeit der Röhren wurde durch Aufnahme der charakteristischen Kurven eingehend geprüft. Die Lichtausbeute als Funktion der Intensität des unmodulierten Hochfrequenzstromes ist in Abb. 1 gegeben. Von Einfluß ist die benutzte Gaskombination. Bei kleinen Hochfrequenzströmen laufen die Kurven etwas steiler als bei größeren Stromstärken. Durch geeignete Gaskombination erhält man immer Kennlinien mit einem genügend geradlinigen Teil. Unter Umständen lassen sie sich auch durch Benutzung einer Gegenkopplung noch weiter linearisieren. Die auftretenden Klirrgrade bei dieser Lichtsteuerung bleiben daher recht klein.

Auch die Kennlinien, die die Lichtintensität als Funktion der Leistung zeigen, sind geradlinig genug. Die Zusammensetzung des benutzten Gases ist auch hier von Einfluß. Bei



kleinen Strömen beobachtet man hier ebenfalls eine größere Anfangsteilheit der Kurve, die ihren Grund in verhältnismäßig stärkerer Ionisation oder geringerer Rekombination haben wird.

Bei der Darstellung der prozentualen Änderung der Lichtintensität als Funktion des Modulationsgrades müßte man bei fotometrischer Bestimmung einen arithmetischen Mittelwert erhalten. Die Kurven sollten bei linearen Vorgängen parallel zur Abszissenachse verlaufen. Es treten in den Kurven (Abb. 2) zwar Abweichungen auf, die auf einen nichtlinearen Vorgang in den Kennlinien hinweisen, doch sind diese Abweichungen erst bei hohen Modulationsgraden von

Bedeutung, während bei den üblichen Modulationsgraden eine genügende Anschmiegung der Kurve an die Abszisse stets erreicht wird.

Wenn bei verschiedenen Ruhelichtstärken die niederfrequente Ausgangsspannung der Fotometeranordnung als Funktion des Modulationsgrades aufgezeichnet wird, so findet man für bestimmte Ruhelichtstärken genügend lineare Beziehungen. Bei hohen Ruhelichtstärken werden Abweichungen beobachtet, auch bei sehr geringen sind solche vorhanden. Am besten verlaufen diejenigen Kurven, die zu mittleren Ruhelichtstärken gehören.

Wichtig ist die Ankopplung des Speisekreises

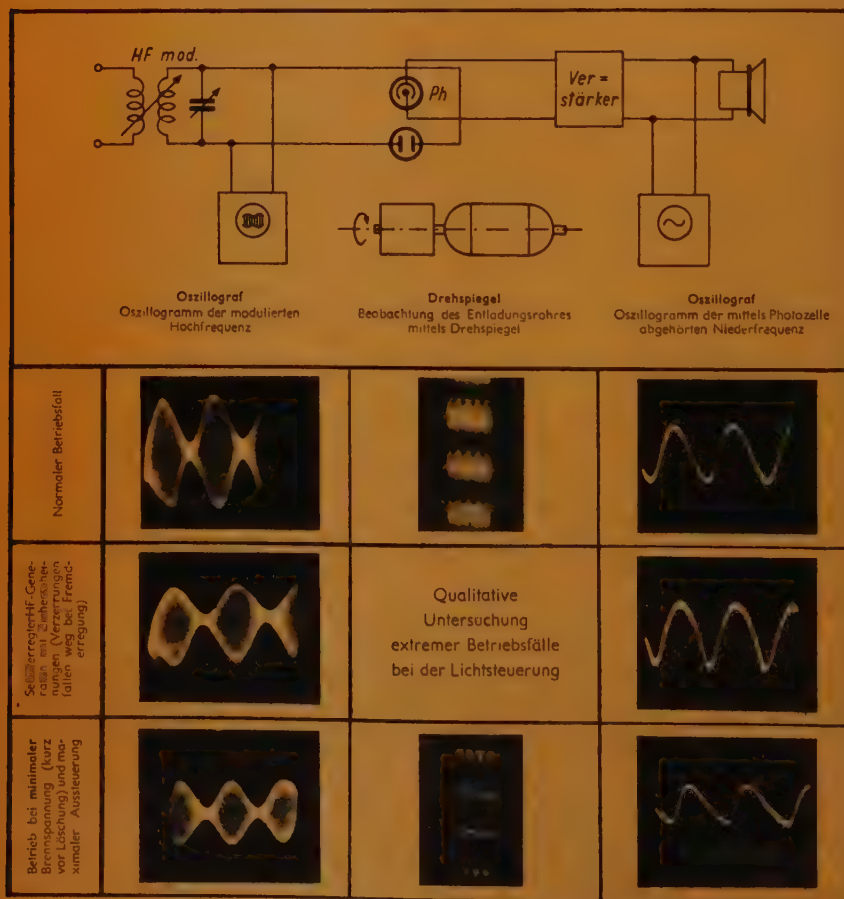


Abb. 3

der Leuchtröhre an den Hochfrequenz-generator. In der Abb. 3 sind einige Betriebsfälle extremer Art angeführt. Für den Normalfall erhält man selbst bei 80%iger Aussteuerung über die Fotometeranordnung eine einwandfreie Demodulation. Die in der Mitte der Abb. 3 dargestellte Lichterscheinung zeigt die Entladungsröhre, wie sie im rotierenden Spiegel beobachtet wird, mit einem gleichmäßigen Übergang zwischen hellen und dunklen Stellen. Macht man die Ankopplung mit dem Hochfrequenzgenerator zu fest, so treten Zieherscheinungen auf, die zur Verzerrung der Tonfrequenz führen (mittleres Bild). Macht man endlich die betreffende Kopplung zu lose, so sinkt innerhalb jeder Periode der Hochfrequenzspannung die treibende Spannung bereits unter die Löschspannung. Auch hierdurch sind Verzerrungen bedingt. Die Einstellung der richtigen Kopplung läßt sich über das Fotometer ohne Schwierigkeiten durchführen, und der Ausschlag des angeschlossenen Instrumentes kann in Kopplungsgraden geeicht werden, so daß man die zweckmäßige Einstellung der Hochfrequenzspannung hiermit regeln kann, wobei man auf konstanten Abstand zwischen Lichtquelle und Fotometer zu achten hat.

Die Entladungsröhren zeigen u. U. bei bestimmten Gasfüllungen und Gasdrücken das Auftreten von Dunkelfeldern innerhalb der leuchtenden Säule, welche eine periodische Wanderung aufweisen. Vermutlich sind hier veränderliche Raumladungen die Ursache, die zu bestimmten Zeiten eine Entladung durch den Dunkelraum erfolgen lassen. Eine Störung der Tonaufzeichnung durch solche Dunkelfelderscheinungen kann vermieden werden; am zweckmäßigsten dadurch, daß man durch geeignete Gasfüllung das Auftreten der Raumladung beseitigt. Es entstehen dann leuchtende Säulen von vollkommener Gleichförmigkeit, die infolge ihrer großen Leuchtintensität zur Tonaufzeichnung auf dem Film vorzüglich geeignet sind. Der praktische Einsatz solcher Röhren wird in der nächsten Zeit erprobt. Es sollen über längere Zeit Betriebserfahrungen gesammelt werden, um besonders über die Lebensdauer Kenntnisse zu erhalten. Der Einsatz der neuen Lampen zu besonderen Zwecken, insbesondere zur Herabminderung des Störpegels und des Grundgeräusches, wird einer eingehenden Untersuchung vorbehalten bleiben. Über den Ausgang dieser Versuche wird in der nächsten Zeit berichtet werden.

Leithäuser

## Zum 100. Geburtstag von Carl Stumpf am 21. April 1948

Eigentlich hatte er Musiker werden wollen. Aber anscheinend paßte solch ein Beruf nicht in die akademische Atmosphäre des elterlichen Hauses. Der Großvater war Professor der Geschichte, der Vater Landgerichtsarzt in Oberfranken. So studierte Carl Stumpf Philosophie und trat als junger Dozent mit einer ersten Veröffentlichung über den „Psychologischen Ursprung der Raumvorstellung“ hervor. Aber die Musik läßt ihn nicht los, und so verlegt er seine psychologischen Forschungen ganz auf das musikalische Gebiet. Seine 1889/90 erschienene „Ton-Psychologie“ wird zu einer neuen wissenschaftlichen Disziplin, die auch heute noch sich die Anfangs-Grundlagen erarbeitet. Das Studium der Arbeiten von Helmholtz regt Stumpf dazu an, das neue Gebiet durch physikalische Betrachtungsweise zu unterbauen und die damals noch nicht fest verankerte Formanttheorie vor allem am Beispiel der menschlichen Stimme nach allen Richtungen hin zu beleuchten. Insbesondere in den Jahren 1914..26 untersucht der Gelehrte an dem von ihm in Berlin gegründeten Psychologischen Institut mit Hilfe von Stimmgabeln und Interferenzrohren das Wesen der Klangfarbe. Durch Abbau und Wiederaufbau und schließlich künstlicher Synthese von Obertonreihen wurde bereits damals das Wesen der linearen Verzerrungen ergründet. Damit war eine wesentliche Vorarbeit für die Entwicklung einwandfreier Musik-Übertragungen im Rahmen der zu jener Zeit aufkommenden Rundfunktechnik geleistet. Die reichhaltigen Ergebnisse über die Beschneidung und Verzerrung des niederfrequenten Bereichs, die durch Telefon- und Fonograf-Untersuchungen ergänzt wurden, die Aufstellung einer Formant-Tabelle aller Vokale und Konsonanten auf Grund von Flüsterversuchen sind 1926 in dem Buch „Die Sprachlaute“ mit einem Anhang über Instrumentenklänge niedergelegt worden. Schon kurze Zeit danach konnten die gewonnenen Ergebnisse in vollem Umfang durch die inzwischen neu geschaffenen Methoden der elektrischen Klanganalyse sowohl in Deutschland (K. W. Wagner, Erwin Meyer u. a.) als auch in Amerika (C. Miller und Fletcher) bestätigt werden.

Die Stumpfschen Arbeiten konnten gleichzeitig wichtige Ergebnisse für das Gebiet der Stimmbildung und Fonetik zutage fördern und damit auch dem Gesangsunterricht neue

Grundlagen erschließen. Einen sichtbaren oder besser hörbaren Niederschlag seiner mühevollen und sorgfältigen Arbeiten bildet das reichhaltige Plattenmaterial exotischer Stimmen, das durch seine Gründung des Fonografischen Archivs im Jahre 1900 angesammelt wurde und in der Weiterführung durch Hornbostel immer größere internationale Bedeutung erlangte. Als Mitglied der Preußischen Akademie der Wissenschaften hat er in zahlreichen Vorträgen wertvolle Beiträge über Tonverschmelzung, über Kombinationstöne, binaurale Tonmischung, über ethnologische Untersuchungen u. a. mehr beige-steuert.

Der Gelehrte, dessen Geburtstag sich am 21. April zum 100. Male jährt, hat noch im 80. Lebensjahr ein neues Werk über Philosophie begonnen. In den ihm noch verbliebenen 8 Jahren konnte er ein Buch-Manuskript über „Erkenntnislehre“ abschließen.

Für die Musik und die musikalische Akustik stellt Stumpf etwas Einzigartiges dar. Der Musikliebhaber wurde zu einem kritischen Musikhörer, wie er bis dahin nicht seinesgleichen hatte. Durch die ständige Beschäftigung mit Klangproblemen hat er einen außergewöhnlichen Durchblick durch Orchesterpartituren bekommen. Im Umgang mit Wissenschaftlern, namentlich mit dem ebenfalls musikalischen Freunde Max Planck, und mit Künstlern hat er stets befruchtend gewirkt. Sein Name wird aber für immer mit der Geschichte der Mikrofon-Musik, die alle Musikübertragungsanlagen beinhaltet, verbunden sein.

Fritz Winckel

## Der Schutz empfindlicher Meßinstrumente

Gleichstrominstrumente können recht zuverlässig gegen Überlastung durch kleine elektromagnetische Unterbrecher geschützt werden, die den Stromkreis des Meßinstrumentes unterbrechen, sobald die höchstzulässige Stromstärke überschritten wird. Für sehr empfindliche Instrumente mit einem Meßbereich von weniger als 1 mA und für Galvanometer versagt allerdings der elektromagnetische Unterbrecher als Schutzvorrichtung vollkommen, da es nicht möglich ist, Unterbrecher, die bei derartig geringen Stromstärken ansprechen, mit der erforderlichen Stabilität und Kontaktsicherheit herzustellen.

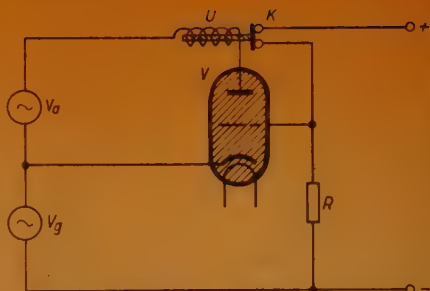


Abb. 1. Prinzipschaltung der Schutzvorrichtung mit Gasentladungsröhre

Mit einer gittergesteuerten Gasentladungsröhre (Thyratron) kann man eine Vorrichtung bauen, die auch hochempfindliche Gleichstrominstrumente und Galvanometer zuverlässig gegen Überlastungen schützt\*). Das Prinzip dieser Vorrichtung geht aus Abb. 1 hervor: die für die Gasentladungsröhre V erforderlichen Betriebsspannungen liefert das Wechselstromnetz, Anoden- und Gitter-

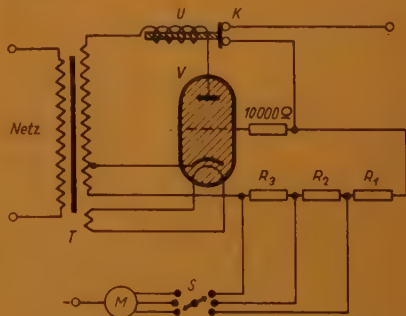


Abb. 2. Schaltung der Schutzvorrichtung für ein Meßinstrument mit drei Meßbereichen

spannung  $V_a$  und  $V_g$  sind um  $180^\circ$  gegeneinander phasenverschoben. Die Gitterspannung  $V_g$  der Gasentladungsröhre wird so groß gewählt, daß die Röhre gerade noch nicht zündet. In der Arbeitsstellung ist also das Relais U stromlos und der Kontakt K des Relais geschlossen; die Vorrichtung wird an den mit + und - gekennzeichneten Buchsen in den Stromkreis des Meßinstrumentes gelegt, wobei darauf geachtet werden muß, daß der zu messende Strom den Widerstand R so durchfließt, daß an R ein Spannungsabfall in der angegebenen Richtung

\*) Electr. Engng., Januar 1948, Seite 26.



entsteht. Der Widerstand R wird so groß gewählt, daß gerade bei der für das Meßinstrument höchstzulässigen Stromstärke das Gitter der Gasentladungsröhre eine derartige Spannungserhöhung erhält, daß die Röhre zündet und der durch die Erregerwicklung des Relais U fließende Anodenstrom den Kontakt K öffnet und so den durch das Meßinstrument fließenden Strom unterbricht.

Die Schaltung einer praktischen Ausführung der Schutzvorrichtung ist in Abbildung 2 wiedergegeben. Je nach der Type der verwendeten Gasentladungsröhre soll der Netztransformator T eine effektive Anodenspannung von etwa 80 bis 100 Volt liefern. Die Transformatorwicklung für die Gitterspannung soll mehrere Anzapfungen besitzen, so daß sich eine effektive Gitterspannung zwischen 4 und 9 Volt, die gerade noch die Zündung der Röhre unterdrückt, in Stufen von 0,5 Volt einstellen läßt. U ist ein Relais mit Ruhkontakt und soll eine Ansprechempfindlichkeit von 20 bis 30 mA haben; die Erregerwicklung des Relais, deren Widerstand mindestens 800 bis 1000 Ohm groß sein soll, dient gleichzeitig als Schutzwiderstand

für die Gasentladungsröhre. Zum Schutz der Gasentladungsröhre gegen Überlastungen muß in den Gitterkreis noch ein Widerstand von 10000 Ohm gelegt werden, falls einmal an R zu große Spannungen oder eine Unterbrechung entstehen sollten.

Für ein zuverlässiges Arbeiten der Schutzvorrichtung kommt es auf eine genaue Dimensionierung des Widerstandes R an. Um eine von äußeren Einflüssen und Schwankungen störungsfreie und sichere Zündung der Gasentladungsröhre zu gewährleisten, muß man mit einer Potentialerhöhung des Gitters, und dementsprechend einem Spannungsabfall an R, von mindestens 0,375 Volt rechnen. Nimmt man eine gerade noch zulässige Überlastung von 50% über den vollen Skalen Ausschlag des zu schützenden Meßinstrumentes an, so ist R so groß zu wählen, daß bei einem dem vollen Skalen Ausschlag entsprechenden Strom ein Spannungsabfall von 0,25 Volt an R entsteht. Die Größe des Widerstandes R in Ohm ist dann durch die Beziehung

$$R = \frac{250}{I}$$

gegeben, wo I die dem vollen Ausschlag des

*Weitverkehr  
Rundfunk  
Elektroakustik  
Fernschreiben  
Eisenbahnsicherungsdienst  
Batterielelemente für  
Telefonie und Telegrafie  
u. a. m.*



**C. Lorenz A.-G. Berlin-Tempelhof**

Meßinstrumentes entsprechende Stromstärke in Milliampere ist.

Wie Abbildung 2 weiter zeigt, kann die geschilderte Schutzvorrichtung auch für ein Meßinstrument M mit mehreren Meßbereichen verwendet werden. Der Umschalter S schaltet gleichzeitig mit dem gewünschten Meßbereich den erforderlichen Widerstand  $R_1$ ,  $R_1 + R_2$  oder  $R_1 + R_2 + R_3$  in den zu messenden Stromkreis, so daß für jeden Meßbereich die oben angegebene Beziehung für R eingehalten ist.

Bei der Benutzung der Schutzvorrichtung muß beachtet werden, daß diese erst etwa zwei Minuten nach dem Einschalten arbeitsbereit ist. Schwankungen der Empfindlichkeit und der Stabilität können durch Spannungsschwankungen des Netzes oder Veränderungen der Röhreneigenschaften hervorgerufen werden, haben sich aber bisher in der Praxis nicht störend bemerkbar gemacht. Die Ansprechzeit des Relais liegt zwischen 0,01 und 0,02 Sekunden, je nachdem ob die von einer oder von zwei Halbwellen der Netzspannung gelieferte Energie für die Erregung des Relais ausreicht.

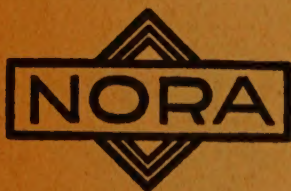
Dr. F.

## Stereophonische Zweikanalübertragung mit dem Magnetophon

(FUNK UND TON 1 (1947), Heft 4, S. 173...190  
und Heft 5, S. 236...250)

In einem Schreiben von Herrn Warncke werde ich darauf aufmerksam gemacht, daß die Darstellung in meiner oben erwähnten Arbeit zu Mißverständnissen Anlaß geben könnte. Ich möchte deshalb gern die Gelegenheit benutzen, um etwaigen von mir nicht beabsichtigten Mißdeutungen vorzubeugen, und hier folgendes bemerken:

Die eigenen Ergebnisse, vor allen Dingen die Meßergebnisse zur Kennzeichnung der technischen Eigenschaften des Zweikanalmagnetophons und die damit von mir durchgeführten experimentellen Untersuchungen bei stereophonischer Aufnahme und Wiedergabe sind im wesentlichen in den Kapiteln C und D in Verbindung mit den Darstellungen der Abbildungen 23 bis 34 enthalten. Im Kapitel B dagegen werden die physikalischen Grundlagen der Stereophonie zusammengestellt. In diesem Kapitel B sind mit Ausnahme der Kurven der Abbildungen 4 und 21, die in Er-



Nach schwersten Zerstörungen ist der Wiederaufbau der Nora-Produktion im vollen Gange. Auch die neuen Nora-Geräte werden der alten Tradition entsprechen:

*Bekannt durch die Leistung,  
beliebt durch den Klang!*

Die Verteilung unterliegt den Bewirtschaftungsverordnungen. Auskünfte erteilen die alten Nora-Werksvertretungen in allen Zonen

**NORA-RADIO**  
BERLIN-CHARLOTTENBURG 4



gänzung zu bereits Bekanntem mit Hilfe selbstergeleiteter und mitgeteilter Formeln gerechnet wurden, in der Literatur vorliegende Ergebnisse in gekürzter Form dargestellt worden, wie in der Zusammenfassung erwähnt wird. Hierbei wurden die grundlegenden Arbeiten von K. de Boer und besonders von H. Warncke benutzt, dessen Forscherarbeit (im Zusammenhang mit den Untersuchungen der Klangfilm GmbH) die Lösung der wichtigsten Probleme der Stereophonie und die Einführung vieler geeigneter Begriffe zu verdanken ist.

Am Schluß meiner Arbeit befindet sich ein vollständiges Verzeichnis der Quellen der entnommenen Abbildungen, aus dem z. B. auch entnommen werden kann, daß die Abbildung 6 von Steinberg und Snow (vergleiche auch den Hinweis im Text) und die Abbildung 8 von de Boer stammt. Bei der Abbildung 11 ist es richtiger, statt des Hinweises „nach Fletcher“ den Hinweis „nach Fletcher in der Darstellung von Warncke“ zu wählen.

Bei der Frage der Übertragung der tiefen Frequenzen ist die Begründung dafür, daß man die tiefen Frequenzen von den seitlichen

Lautsprechern zweckmäßigerweise fernhält und von einem mittleren Lautsprecher abstrahlen läßt, aus der Theorie der Summenlokalisierung, insbesondere aus der von Warncke stammenden Gleichung (16) in Verbindung mit der Grenzbedingung  $k \rightarrow 0$  gefolgert worden. Damit ist aber keineswegs beabsichtigt, die Urheberschaft für diese Maßnahme etwa in Anspruch zu nehmen, wie daran ganz allgemein auch bei den übrigen Erläuterungen und Maßnahmen zum Kapitel B nach dem oben Gesagten nicht gedacht wird. Die eben genannte Maßnahme hat Herr Warncke schon vor Mitteilung seiner Theorie der Summenlokalisierung im Jahre 1938 in der Kineteknik veröffentlicht. W. Lippert

#### Zeichnungen

nach Angaben der Verfasser von

Sommermeier . . . . . 8

Trester . . . . . 27



# TELEFUNKEN

*wie früher*

## die deutsche Weltmarke

BERLIN-SCHÖNEBERG, MAXSTRASSE 8

WERKE IN BERLIN, HANNOVER, ULM, DACHAU



## Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 2 (1948), Nr. 4, Seiten 163...216

Dr. K. O. Kiepenheuer. Meter- und Zentimeterwellen von der Sonne. DK 621.396.62.629.62:533.7. ....	165
Prof. Dr. R. Mecke u. Dipl.-Chem. R. L. Schupp. Empfindliche Kapazitätsmessungen mit Doppel-Röhrenvoltmeter und Spannungsteiler. DK 621.317.335.621.317.729.1:621.317.727:537. 742.6. ....	171
H. Hertwig. Gittergesteuerte Glühkathoden-Gasentladungsröhren. DK 621.385:537.543.5:537.545.2. ....	175
Dipl.-Ing. H. H. Klinger. Aus Physik und Technik der Mikrowellen. DK 621.396.1.029.64:621.396.611:621.315.212: 538.56.029:621.385. ....	183
Dipl.-Ing. H. Kanberg. Anodenstrom, Klirrfaktor und Stromaussteuerung einer Elektronen-	

röhre mit nichtlinearer Kennlinie in A-, B- und C-Betrieb. 1. Fortsetzung  
DK 621.396.694:621.385.1.3.012. .... 193

### Referate

Ein Verfahren zur Lichttonaufzeichnung. DK 778.534.4:534.862.6. ....	208
Zum 100. Geburtstag von Carl Stumpf am 21. April 1948. DK 92. ....	211
Der Schutz empfindlicher Meßinstrumente. DK 621.317.7:621.3.015.3. ....	212
Stereophonische Zweikanalübertragung mit dem Magnetophon. DK 534.85:621.396.4:534.76. ....	214

Von den miteinander \*) versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages in Briefmarken von RM 2,— für die Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin N 65, Glasgower Str. 2. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— RM. Bei Postbezug 9,15 RM (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzüglich 12 Pf. Bestellgeld. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch die Filialboten der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H. monatlich kassiert. Bestellungen beim Verlag, bei der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H., Berlin W 8, und deren Filialen in allen Stadtteilen Berlins. Anzeigenverwaltung: Berliner Werbe Dienst, Berlin W 8, Telefon 42 51 81. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.



## FUNKTECHNISCHE WERKSTÄTTEN UND GERÄTEBAU

FRANZ-MARIA HEIDECKER

BERLIN-SPANDAU · REICHSTRASSE · FW-HAUS

*liefert prompt und in anerkannter Präzision:*

Röhrenvoltmeter, Meßbereich: 0,05–100 V  $\approx$  30–20 000 Hz

Tongeneratoren mit eingebautem Röhrenvoltmeter, Nullpunkt-Anzeiger – Frequenzbereich 30–15 000 Hz

Meßbrücken mit magisch. Auge, Meßbereiche: 10 pf–10 uF/0,1 Ohm–10 Ohm

Ein- u. Zweistrahl-Oszillographen, mit und ohne Kippgerät und Verstärker

Klirrfaktor-Meßbrücken nach Heinrich-Hertz-Institut. Aussteuerungsanzeigergeräte nach Prof. Leithäuser und Marquardt. Sender-

Überwachungsgeräte nach Dipl.-Ing. Eppen. Röhrenmeßgeräte

Komplette Meßplätze für Laboratorien und Industrie